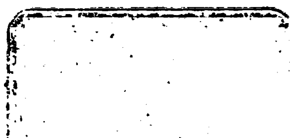
RÒITI

A FIZIKA ELEMEI



TERMÉSZETTUDOMÁNYI

KÖNYVKIADÓ-VÁLLALAT.

MEGINDULT 1872-BEN.

LVI. KÖTET.

TERMÉSZETTUDOMÁNYI

KÖNYVKIADÓ-VÁLLALAT.

A M. TUD. AKADÉMIA SEGÍTKEZÉSÉVEL

KIADJA

A K. M. TERMÉSZETTUDOMÁNYI TÁRSULAT.

LVI.

RÓITI,

A FIZIKA ELEMEI.

II.

A VIII. (1893—1895. ÉVI) CZIKLUS

HETEDIK KÖTETE

A KÖNYVKIADÓ-VÁLLALAT ALÁIRÓI SZÁMÁRA.

A FIZIKA ELEMEI.

IRTA

ANTONIO RÒITI.

FORDÍTOTTA

CZÓGLER ALAJOS.

A FORDÍTÁST KIEGÉSZÍTETTE ÉS FELÜLVIZSGÁLTA

BARTONIEK GÉZA.

MÁSODIK KÖTET.

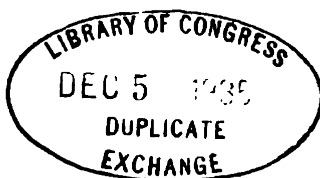
NÉGYSZÁZHETVENHÁROM ÁBRÁVAL, ÉS 3 SZÍNES TÁBLÁVAL.

BUDAPEST.

KIADJA A K. M. TERMÉSZETTUDOMÁNYI TÁRSULAT.

1895.





A FRANKLIN-TÁRSULAT KÖNYVSAJTÓJA.

TARTALOM.

ÖTÖDIK RÉSZ.

SUGÁRZÓ ENERGIA.

HATODIK RÉSZ.

ELEKTROMOSSÁG, MÁGNESSÉG.

A FIZIKA ELEMEI.

II. KÖTET.

ÖTÖDIK RÉSZ.

SUGÁRZÓ ENERGIA.

XXVII. FEJEZET.

SUGÁRZÁS ÉS TERJEDÉS.

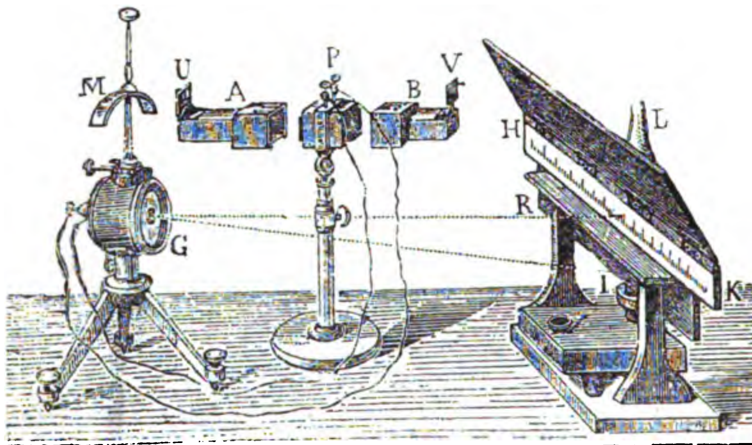
1. A hő terjedéséről szólván, említettük (I, **351**), hogy a hő a súlyamérhető anyagokat nem tartalmazó téren is áthatolhat, és hogy ezt azzal a feltevéssel magyarázhatjuk, hogy a testek molekuláiról energia megy át az éterre, erről pedig más testekre vagy pedig az érzékszervekre. Ilyeténképen az energia különböző hatásokat létesit: hevítést, chemiai hatásokat, fény- és hőérzeteket.

2. Az energia ez új alakjának tanulmányozására igen alkalmas a 409. ábrában előtüntetett készülék, melyet mindjárt le is írunk, bár működésének egyes részleteit még nem értjük.

A készülék a *P hőelektromos oszlopból,* a *G reflexiós galvanométerből* és a *HK* skálával ellátott *L* lámpából áll. A kellő helyen mindezekkel a műszerekkel behatóan meg fogunk ismerkedni. Most elég annyit tudnunk, hogy a *G* galvanométer tükre az *I* láng képét a *HK* skálára veti, a melyen a kép azonnal elmozdul, a mint a *P* oszlop két fejét, melyeket az *A* és *B* sárgaréz tok óv, a legcsekélyebb mérsékletváltozás éri.

Hogy erről meggyőződjünk, először is csukjuk le az *U* és

V ajtócskákat, hogy ily módon megóvjuk az oszlopot a környezetben levő testek behatásától, és azután jegyezzük meg a lángnak a skálán levő *O* helyét.* Tartsuk most kezünket *A* elé



409. ábra. Készülék a sugárzó energia tanulmányozására.

és nyissuk fel az ajtócskát: a kép elmozdul a skálán, mondjuk jobbra. Csukjuk le az ajtócskát, várjunk, míg a kép *O*-ba visszatér, helyezzünk *A* elé egy darab jeget és nyissuk fel ujra az ajtócskát: a kép balra el fog mozdulni.

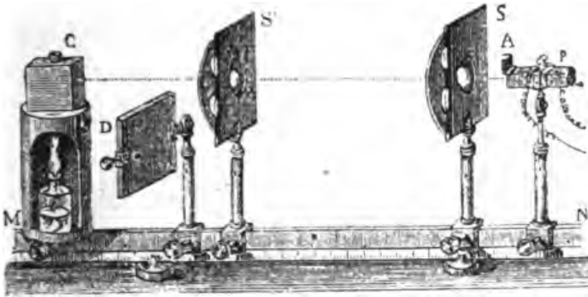
Az érzékenységet annyira fokozhatjuk, hogy a kép 6 cm.-nyire, s még nagyobb távolságra is eltér, a mikor az oszlop és az eléje tartott test közötti mérsékletkülönbség csak 1 fokra rúg.

A kitérések, melyek a skála hosszát nem lépik túl, közelítőleg arányosak azzal a hőmennyiséggel, mely valamely hőforrásból az időegység tartamában az egyik oszlopfejre esik, miközben a másik a maga ajtócskájával zárva van s ennélfogva mérséklete megegyezik a környezetével.

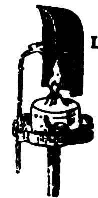
A *P* hőelektromos oszlopnak (410. ábra) *A* feje előtt a forró vizzel, vagy hevített olajjal megtöltött *C* koczkát, vagy az

* Az *O* pont ott van, hol a visszavert *R* sugár a skálára esik.

L rézlapot (411. ábra), mely borszesz lámpával 400°-ra van hevítve, vagy szintén széles lepke-lángot alkalmazunk; a választott hőforrás és az oszlop közé két ernyő, *S* és *S'* van téve, a



410. ábra. A sugárzó energia tanulmányozása.



411. ábra. Melegített rézlap.

melyek a beeső nyalábot határolják. Kétszer, háromszor stb. akkora, de az *A* oszlopfejnél mindig kisebb nyilással a képnek a skálán való kitérése is kétszer, háromszor stb. akkorává válik.

3. Bármely test folytonosan sugároz ki energiát, és a midőn mérséklete bizonyos határt túllép, a **sötét** testből **világító** testté, azaz más test közreműködése nélkül is láthatóvá válik. És pedig először is sötét vörös színben látjuk, mely szín a további hevítéskor mindinkább élénkül, később átmegy a narancs-színbe, a sárgába, és végre a fehérbe, mikor is a test vakító fényű, mint a Nap.

A hő és a **fény** sugárzásának tüneményei koránt sem olyan különbözők, mint az első pillanatra látszik. Mind a kettő súlyamérhető anyagot nem tartalmazó térben másodperczenkénti 300 millió méternyi rengeteg sebességgel **(179)** terjed. Mind a kettő bizonyos testeken különböző sebességgel hatol át, és más testekben ezek energiáját, vagy a mozgásit vagy a helyzetit, növeli. Mind a kettő, miként látni fogjuk, teljesen azonos törvényeknek hódol, úgy, hogy bizvást feltehetjük, hogy különbségök inkább szubjektiv mint objektiv.

Némileg hasonló dolog fordul elő a hangzó testek esetében. Az a megrezdités, melyet érzünk, midőn például kezünket zongora lapjára teszszük, vajmi más, mint a mit a fülünkkel érzünk, pedig az ok ugyanaz: a rezgő mozgás. Hasonlóképen különböző a hatás, melylyel a Nap a kezet meg a szemet éri. A melegség és a káprázat, melyet érzünk, mind a kettő a sugárzó energiától származik, mely az egyik vagy a másik érzetet gerjeszti a szervhez képest, melyet ér.

4. A testek **átlátszók** vagy **átlátszatlan**ok a szerint, a mint a fényt áteresztik vagy feltartóztatják. Az átlátszó testeket **tiszta átlátszók**nak mondjuk, ha rajtuk a tárgyak körvonalai láthatók; az ellenkező esetben **áttetszők**nek mondatnak. Ha pedig a sugárzó energia terjedését a hő szempontjából tekintjük, az átlátszóságot **diathermanitás**nak nevezzük, és a testek *diatherman* vagy *atherman* testeknek mondatnak a szerint, a mint a sugárzó hőt áteresztik vagy feltartóztatják.

Miként az átlátszó testeknek különböző színezetök van, úgy a diatherman testeknek, mint mondani szoktuk, különböző hőbeli színezetök, **thermochrozis**uk van, mert csak bizonyos meghatározott tulajdonságú sugarakat bocsátanak át, a többit visszaverik, vagy pedig elnyelik, miközben az energiát felmelegitésükre vagy chemiai szétbontásukra használják fel. De erről a fontos tárgyról később még majd behatóbban fogunk szólani.

Itt megjegyezzük, hogy az átlátszatlanság nem abszolut tulajdonság, hanem függ a test vastagságától; például az arany lemezekben átlátszatlan, de az aranyfüst a fényt, zöldesre festve, átereszti; a papiros áttetsző, de egy könyvnyi papiros átlátszatlan, stb.

5. A hő és a fény, miként a hang, a minden irányban egyazon szerkezetű közegekben egyenes vonalban terjed, és azt a vonalat, melynek mentén terjed, **sugár**nak nevezzük (I, **287**). Ezt a tényt, a mennyiben fényről van szó, a mindennapi tapasztalás bizonyitja és a mindjárt leirandó tünemények

(7, 8) is megerősítik. A mi pedig a hőt illeti, elegendő, ha a 410. ábrában előtüntetett készülékhez fordulunk: a láng képe csak akkor mozdul el, ha az S és S' ernyők nyílásai és a P oszlop feje egyenes vonalban feküsznek. Mérhető keresztmetszeten kilépő sugarak összességét *sugárnyalábnak* vagy *fénypamatnak* is nevezik.

6. A mint a sugarak két közegnek, p. levegőnek és víznek különválasztó felületéhez érnek, általában véve három különböző tüneményt észlelhetünk rajtok: **visszaverődést, törést** és **diffuziót.** A sugárzó energia egy része megtörik, azaz a második közegbe való behatolása alkalmával uj irányt vesz fel és a *megtörött sugarak*at alkotja. Másik része a *szabályosan visszavert* sugarakat alkotja a hang visszaverődésének (I, **293**) törvényei szerint. Harmadik része szintén visszafordul, de minden irányban szétszoródik, mondjuk *diffundál.* E három rész összege egyenlő az egész *beeső energiá*val, feltéve, hogy az energiának semmi átalakulása nem lép közbe, vagyis hogy egyik közeg részéről sem történik **sugár-elnyelés.**

A megtörött sugarak felmelegíthetnek egy testet, mely őket el képes nyelni és mely a második közegben van, mindazonáltal úgy hatnak, hogy a második közegben levő szem megláthatja, hogy mi történik az elsőben.

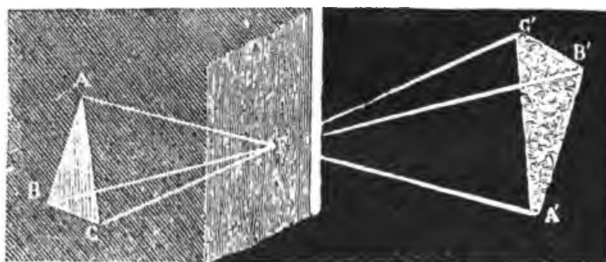
A szabályosan visszavert sugarak, melyek a szembe érkeznek, ezt megtévesztik, mert a fényforrást más helyen mutatják, mint a hol tényleg van.

A szétszórt fény annál gyengébb, minél símább és egyenletesebb a két közeget elválasztó felület. Épen ezek a szétszórt sugarak teszik a sötét testeket láthatókká és más testek megvilágítására képesekké. Igy például látjuk a Holdat, a mely megvilágít bennünket, mert felületének pontjaitól, melyek fényt a Naptól kapnak, minden irányban szétszórt sugarak indulnak ki. Ugyanezen oknál fogva a napfénynek egy nyalábja vagy pamatja, mely sötét szobába hatol, oldalról is észrevehetővé válik, mert

megvilágítja a levegőben levő port. Hasonlólag, ha a levegőben füstöt terjesztünk el, láthatókká válnak a párhuzamos, széthajló vagy összehajló nyalábok a szerint, a mint olyan igen messze levő forrástól származnak mint a Nap, vagy közelfekvőtől, a milyen például egy égő magnézium-lámpa, vagy végre alkalmas lencsékkel vagy tükrökkel arra kényszeríttetnek, hogy egy pont felé összehajoljanak.

7. Ezek előrebocsátása után fogjunk **a fény egyenes vonalu terjedése** némely következményének tanulmányozásához, melyek az efféle terjedés kisérleti bebizonyítására szolgálnak **(5)**.

Legyen valamely szoba minden oldalról átlátszatlan fallal elzárva és ne legyenek benne világító testek, úgy, hogy a szoba egészen sötét. Ha az egyik falon keresztül egy kicsiny



412. ábra. Képkeletkezés kicsiny nyiláson át.

lyukat fúrunk, a szemközt levő falon a külső tárgyaknak megfordított képét látjuk lerajzolva.

A kép annál élénkebb és tisztább, de egyúttal annál kisebb is, mentül közelebb van egymáshoz a két fal, egyébként pedig független a nyílás alakjától. A dolog magyarázata könnyü. A külső tárgyak minden egyes pontja, mint például *A* pont (412. ábra), minden irányban bocsátja ki vagy szórja szét **(6)** a sugarakat, melyeknek egy kúpalakú nyalábja az *F* nyiláson áthatol és a szemközt levő falra ellipszis-alakú világos képet

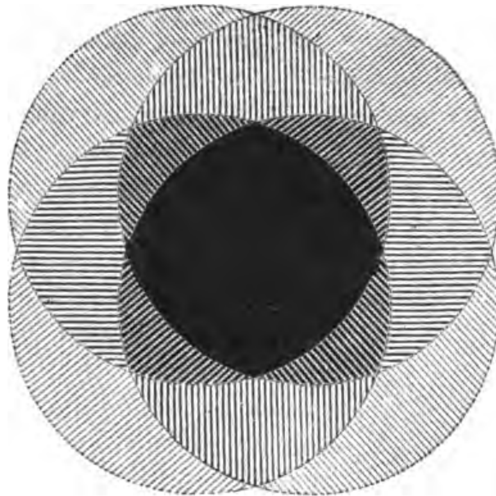
vet; a B pont ugyanilyen hatást létesít B'-ben, és így az egymás fölé helyezett ellipszisek összessége létrehozza a képet, mely a függélyes irányra vonatkozólag fel van ugyan fordítva, de nincsen megfordítva jobbról balra az ernyőnek azon az oldalán, melyre a fény esik; de ha az ernyő áttetsző és annak hátulsó lapját tekintjük, a kép nyilván felfordított marad, de egyúttal jobbra balra is meg van fordítva. Ha a nyílás háromszögalakú vagy bármilyen más alakú, de még mindig kicsiny volna, a kép ugyanannyi háromszögecske összességéből alakulna, és így tovább. Nagyobb nyílásokkal a tárgy minden egyes pontjának megfelelő kép nagyobbodik, hasonlóképen nagyobbodik a nyílás és az ernyő közötti távolsággal, s ez az oka, hogy a kép kevésbbé éles és olyan, mint egy nagyon vastag csúcscsal készített rajz. — Azok a világosabb ellipszisek, melyek a föld szinén a fák árnyékát megszakítgatják, mind megannyi képei a Napnak, a melyeket a levelek közötti hézagokon átmenő sugarak hoznak létre.

8. A fény egyenes vonalú terjedését, mint az **árnyékok elméletének** alapját, ez az elmélet szintén beigazolja.

Ha a fényforrás elannyira kicsiny, hogy pontnak tekinthető (ilyen volna a Napnak igen erősen gyüjtő lencsétől létesített képe, vagy ónpapírosba tűhegygyel szúrt lyuk, melyet láng elé tartunk), ez valamely jelenlevő sötét testet akként világít meg, hogy a felület megvilágított része élesen különbözik az egész meg nem világított résztől, mely árnyékban marad. A *teljes megvilágítás* és a *saját árnyék* közötti határvonalat az az egyenes vonja meg, mely a fényforráson átmenve a sötét test felületét, ezt folytonosan érintve, egészen körülkerüli.

Az ekként létesített kúpba a sötét testen túl menő sugarak nem léphetnek be, a kúpban levő szem pedig nem fogja látni a fényforrást. Valamely ernyőn, ezen kúp metszetén belül, elő fog tünni a *vetett árnyék*, kívül pedig az ernyőn *teljes megvilágítás* fog lenni.

Átlátszatlan korong, mely vele párhuzamos sík és egy négyzet csúcsaiban elhelyezett négy fénypont között fekszik, a síkra *összetett árnyék*ot vet, mely négy körből áll, melyek a korong távolsága és nagysága szerint vagy egészen különállók lehetnek, vagy egymást részben fedhetik, miként a 413. ábra mutatja. Hol az árnyékkörök mindannyian fedik egymást, ott a

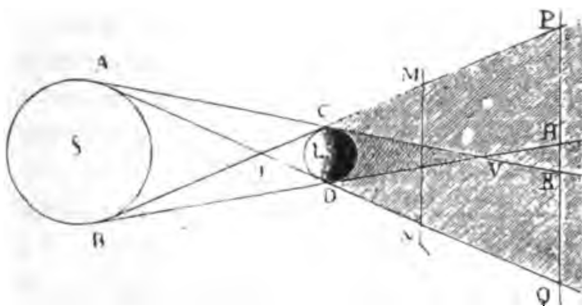


413. ábra. Teljes és félárnyék.

sík teljes árnyékban van, és teljesen meg van világítva, a hová a négy kör egyike sem esik; azokon a helyeken pedig, hol a körök csak részben vagy épen nem fedik egymást, a sík *félárnyék*ba van burkolva.

9. Ha a fénypontok száma határtalanul növekszik, a félárnyék különböző részeit nem lehet egymástól megkülönböztetni, mert egymásba össze fognak folyni. Ez az eset beáll mindig, midőn a fényforrásnak némi kiterjedése van. Ilyen fényforrást ábrázoljon a 414. ábrában *S,* és képzeljük, hogy az

ABVHK és *ABIPQ* két kúpfelületet vontuk, melyek *S*-t és az *L* sötét testet kívülről és belülről érintik és az utóbbin két érintési vonalat határoznak meg; e két vonal közötti felületrész **fél-**



414. ábra. Teljes és vetett árnyék.

árnyékban fekszik, mely a test saját árnyékát a megvilágított részétől elmosódva különíti el (példa a Hold fázisai).

A mi a vetett árnyékot illeti, ez az első kúp *CVD* részén belül egészen teljes, mert innét egyetlen egy egyenest sem húzhatunk *S*-nek valamely pontjához a nélkül, hogy *L*-t metszenők; a második kúp fenmaradó egész *CVDQP* részében van a félárnyék. Valamely szem ezen utóbbi helyről csak részben láthatná a fényforrást: annál nagyobb sarlót lát belőle, mentül közelebb esik a *CPDQ* kúpfelülethez, de csak gyűrűalakú övet lát belőle, ha a *V* csúcson túl és a külső kúp *VHK* megnyujtásán belül fekszik.

Ha felteszszük, hogy *S* a Napot, *L* pedig a Holdat tünteti elő, itt számot adhatunk mindazon jelenségekről, melyeket a **napfogyatkozás** tár elénk. A **holdfogyatkozás**ban a sötét test a Föld, a Hold pedig az ernyő szerepét játszsza.

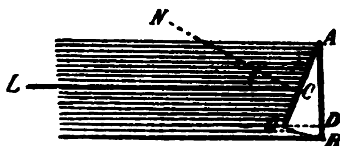
Hasonlóképen világos, hogy a félárnyéknak valamely *MN* ernyőre vetett öve annál szélesebb, mentül távolabb van az ernyő; így esik meg, hogy valamely toronynak a Naptól a földre vetett árnyéka a csúcsában elmosódottabb mint a lábában.

10. A sugárzó energia, midőn olyan közegben terjed, mely el nem nyeli, valamely pontba bizonyos **intenzitással** érkezik meg, mely *a kiinduló ponttól való távolság négyzetével fordított viszonyban van.* Ezt a tételt ugyanoly módon bizonyítjuk be, mint a hang erősségére vonatkozólag tettük (I, **295**).

Az optikai hatásokra nézve akként igazoljuk be, hogy kimutatjuk, hogy egy gyertya valamely fehér lapot 1 m távolságból épen úgy világít meg, mint 4 gyertya 2 m távolságból, mint 9 gyertya 3 méter távolságból, stb.

Másrészt beigazolható, hogy a mikor az energia diathermán közegen (**4**) — minőnek a levegőt is tekinthetjük — keresztül terjed, a mennyiben a *P* oszlopra (**2,** 409. ábra) való hő hatását tekintjük, szintén csak ezt a törvényt követi. Ha ugyanis egy csekély méretű fényforrást, vagy pedig ha a forrás nagy, annak ernyővel határolt kis részét alkalmazzuk, azt találjuk, hogy a kitéréseknek a forrás és a feléje fordított oszlopfej közötti távolság négyzetével való szorozmánya állandó.

11. Eme beigazolásokban azonban ügyelnünk kell, hogy a sugarak merőlegesen essenek az oszlopfejre vagy a megvizsgálandó pontban levő fehér lapra, mert különben az eredménynek csekély a bizonyító ereje. Hogy ezt belássuk, csak azt kell meggondolnunk, hogy a megvilágított felület 1 cm^2 területére külön-



415. ábra. Merőleges és ferde sugarak.

böző mennyiségű energia esik a szerint, a mint a sugarakhoz különbözőképen hajlik, hol is a sugarakat egyszerűség kedvéért párhuzamosaknak veszszük fel; a legtöbb akkor esik rá, midőn a sugarakra merőleges, mint *AB*-ben (415. ábra); de midőn a

fekvése más, például AC, csak annyi energia esik rá, a mennyi AD-re, vagyis AC-nek AB-re való vetületére esnék.

Ennélfogva *valamely adott felületre eső energia-mennyiség arányos e felületnek a sugarakra merőleges síkra való vetületével.*

E törvényt kifejezhetjük még úgy is, hogy azt mondjuk, hogy adott területre eső energia-mennyiség arányos a beesési szög cosinusával. Valóban, ha a beesési szögnek (I, **293**) azt az LON szöget nevezzük, melyet például az LO sugár a felület NO normálisával bezár, és figyelembe veszszük, hogy ez a szög egyenlő a CAB szöggel, úgy

$$AD = AC \cos CAB = AC \cos LON.$$

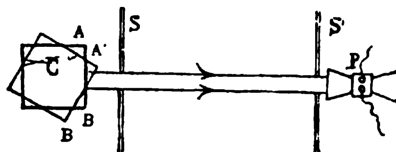
12. A területegységre eső energia-mennyiség, a mellett, hogy az imént látott módon a távolságtól és a hajlástól függ, nyilván függ még a sugárzó forrástól is. Méretei, fényessége és az irány, melyben a sugarakat löveli, itt egyaránt hatással lehetnek.

Nagyobb világosság kedveért tegyük fel, hogy homogén, egyenletesen izzó sík lapról van szó; hasonlóképen tegyük fel, hogy valamennyi pontjából a bennök emelt merőlegesek mentén egyenlő mennyiségű energia sugárzik ki. Ekkor bizonyos, hogy a kisugárzás, miként már érintettük (**2**), arányos a sugárzó felülettel. Hogy eldöntsük, vajjon függ-e a sugarak irányától is, szemünket egy belül megfeketített hosszú csővel fegyverezzük fel és ezt merőlegesen tartjuk az említett izzó lapra, vagy a mi egyre megy, egy fehér lapra (**6**), mely a fényt egyenletesen diffundálja; ezután ugyanezt a megfigyelést teszszük a csőnek tetszés szerinti hajlást adva: nem leszünk képesek fényességben semmi különbséget észrevenni.

Épen úgy, ha az S és S' ernyők (416. ábra) nyílásait a P oszlop tengelyével egyazon egyenes vonalba helyezzük és a forró vizet tartalmazó C koczkának bekormozott AB vagy $A'B'$

lapját tetszés szerint hajlítjuk, a képnek a (409. ábra) skáláján való elmozdulása állandó marad.

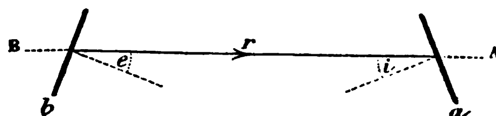
Innét következik, hogy a ferdén kilövelt sugaraknak, hogy ugyanazt a hatást idézzék elő, mint a merőlegesen kilöveltek, nagyobb mennyiségben kell jelen lenniök, és épen akkora felü-



416. ábra. A sugárzás törvénye.

letről kell kiindulniok, hogy ennek reájuk való merőleges vetülete állandó maradjon; innét pedig következik (**11**), hogy a kilövelt energia arányos a kisugárzás szögének cosinusával, ha így nevezzük azt a szöget, melyet a sugarak a sugárzó felület normálisával bezárnak. Ez az úgynevezett **cosinus-törvény.**

13. Ezt megállapítván, a forrás felületegységéből időegységenként kilépő energia mennyiségét az energia-forrás **sugárzó képességének** fogjuk mondani és S-sel jelölni; akkor a b sík



417. ábra. A sugárzás törvénye.

területből ugyanezen idő alatt AB irányban e kisugárzási szög alatt kibocsátott energia mennyisége nyilván

$$Q = S \,.\, b \,.\, \cos e. \qquad (1)$$

Az energiának az az I mennyisége pedig, mely a sík területű lapra i beesési szög alatt időegységenként beesik, a következőkép van adva:

$$I = S \,.\, \frac{a \cos i \,.\, b \cos e}{r^2}, \qquad (2)$$

hol r az a és b közötti távolság, melyet oly nagynak veszünk fel, hogy az a és b különböző pontjai közötti távolság-különbségeket elhanyagolhassuk.

Ezek az elmélkedések görbe felületek esetére is vonatkoztathatók, ha olyan kicsiny részekre osztva képzeljük, hogy e részecskék síkoknak legyenek tekinthetők; vagyis ha a görbe felületeket, mint mondani szoktuk, síkelemekre bontjuk szét és e síkelemek mindegyik párjára nézve felirjuk az (1) alatti egyenletet és végre mindezeket az egyenleteket összegezzük. De az ilyen számvetés jóval túlhaladja az e műben alkalmazásba vett mathematikai műveletek terjedelmét és meg kell elégednünk annak felemlítésével, hogy egy gömbölyű test, melynek felülete mindent tekintve ugyanazon feltételeknek felel meg, ugyanazt a hatást idézi elő, mint ugyanazon határok közé fogott egyenletes sík; példa erre nézve a Nap.

Ezt előrebocsátva, álljon szemközt két akármilyen felület, de legyenek oly távol egymástól, hogy mindazokat az egyeneseket, melyek az egyiknek valamely pontját a másiknak különböző pontjaival összekötik, egyenlő hosszúaknak s egymással párhuzamosaknak vehessük. És legyenek A és B az ő vetületeik oly síkra, mely összekötő vonalaikra merőleges. A dolog úgy áll, mintha az A sík területre az az energia esnék, melyet az r távolságban levő B sík terület sugároz ki.

Az energia mennyiségét (2) alapján ekként fejezzük ki:

$$I = S\frac{AB}{r^2}, \tag{3}$$

és ha $SB = K$ tétetik,

$$I = K\frac{A}{r^2}. \tag{4}$$

14. A hőhatás lehetővé teszi a sugárzó energiának megmérését, de nem a fényhatásét; hisz ez lényegében véve szubjektiv tünemény, mely a szemnek a sugárzó energia különböző fajtái iránt való érzékenységétől függ. Mindamellett, ha a fényt

az optikai hatás okául tekintjük, s ha elfogadjuk az ok és a hatás arányosságát, a fényről is mint mennyiségről szólhatunk s összehasonlíthatjuk egymás között a fény különböző forrásait.

A fénymérés, vagyis a *fotométria*, mely ezt a kérdést tárgyalja, az imént adott képleteken alapszik, a melyek állandóinak most megfelelő értelmezést fogunk adni. Az (1) képletben előforduló S együttható a **fényesség** nevét kapja, és a felületegységből merőlegesen kilépő fény mennyiségét jelenti. A (4) képlet K együtthatója a fényforrás bizonyos iránybeli **világító képességének** nevét kapja, azt a fénymennyiséget jelentvén, mely az illető irány felé útnak indittatik.

A fényesség és a világító képesség közötti különbséget különösen hangsúlyozzuk, megjegyezvén, hogy ez utóbbit csakis a kiáramló energia mennyisége határozza meg s egyszerűen arra vonatkozik, hogy mennyire képes valamely fényforrás tőle bizonyos távolságban levő fehér lapot megvilágitani, míg ellenben az első még a fényforrás terjedelmétől is függ. Igy például a pillangós gáz vagy petroleumláng világító képessége oldalról vagy lapjáról körülbelől egyenlő, bár a két kisugárzó lap meglehetősen különböző; ámde éléről a fényessége jóval nagyobb.

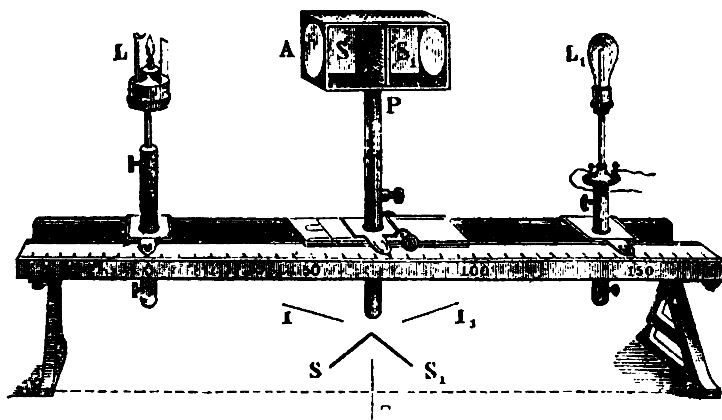
15. A **fotométria** feladata a különböző fényforrások fényességének s még gyakrabban világító képességének egymás között való összehasonlítása. E végből a két fényforrás távolságát akként szabályozzuk, hogy egyazon hajlás mellett egy fehér ernyőn ugyanazt a hatást létesítsék; ezután megmérjük az ernyőtől való r és r_1 távolságokat, és a (13) pont (4) képlete szerint

$$\frac{K}{r^2} = \frac{K_1}{r_1^2},$$

honnét a világító képességek viszonya

$$\frac{K}{K_1} = \frac{r^2}{r_1^2}.$$

16. A különböző fotométerek közül le fogjuk irni a BUNSEN-félét. Legegyszerűbb alakjában egy papiroslapból áll, melyen zsírfolt van; ez a folt világosabbnak vagy sötétebbnek látszik a lap többi részénél a szerint, a mint a hátulról vagy elülről van erősebben megvilágítva. A megvilágítás szabályozásával elérhető, hogy a zsírfolt csaknem láthatatlanná válik; ez azonban a szem helyzetétől is függ, s ezenkivül a folt nem enyészik el egyidejűleg a lap két oldalán.

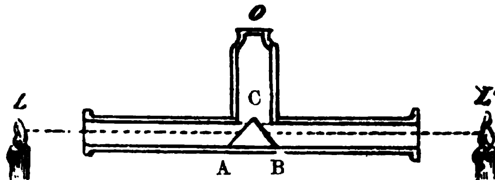


418. ábra. Bunsen-féle fotométer.

Azért is czélszerű a lapnak mindkét oldalát egyidejűleg szemlélni, hogy biztosan meg lehessen itélni, vajjon egyenlőn van-e megvilágítva, vagy nem. Ennélfogva BUNSEN a fotométerének a 418. ábrában látható alakot adta. A zsírfoltos *F* ernyő a *P* oszlopon *S* és *S'* tükrök előtt áll, melyet a lap két oldalának *I* és *I'* képeit mutatják a kisérletezőnek. Az oszlop centiméterekre beosztott számon ide-oda tolható az összehasonlitandó két fényforrás, *L* és *L'* között; addig kell ide-oda tologatni, míg az ernyő két oldala egyenlően megvilágítottnak nem tünik fel. Ekkor csak az ernyőnek a két fényforrástól való távolságainak négyzeteit kell egymással elosztani, s meg van a világító erőknek a viszonya. A távolságok nyilván a számon olvastatnak le.

Ha a két fényforrást egymástól állandó távolságban hagyjuk meg, pl. az egyiket 0, a másikat pedig 150 cm vonalán, a szánra a centimétereken kívül még a távolság viszonyának négyzeteit is felírhatjuk; így aztán a 75 cm-vonás 1 világító képességet jelent, 50 cm-vonás 4—, 30 cm-vonás 16-ot s így tovább.

17. Irjuk még le Ritchie fotométerét. A CA és CB (419. ábra) azonos lapok fehérek és az egymásra merőleges és belülről befeketített csövek tengelyéhez egyenlőképen hajolnak.



419. ábra. Ritchie-féle fotométer.

Midőn az O-ba helyezett szem a mezőnek két felében nem vesz észre semmi különbséget, megmérjük a CL és CL' távolságokat és a **15.** p. utolsó képletébe r és r_1 helyébe teszszük.

18. Ha egymástól nagyon különböző erősségű forrásokat kellene összehasonlítanunk, az ezen képlettől kifejezett törvény alkalmazása nagyon kényelmetlen és kevéssé szabatos volna, mert az egyik távolságnak a másikhoz képest rendkívül nagynak kellene lennie. Ily esetben ahhoz a fogáshoz folyamodhatunk, hogy az erősebbik fényforrás hatását kevésbbé intenzivvé teszszük, mit úgy érünk el, hogy korongot forgatunk előtte, mely részben átlátszó, részben átlátszatlan szektorokból áll. Ha a forgás sebessége nagy, ezen ernyő megvilágítása, a képeknek a szemben való tartóssága (I, **195**) miatt, egyenletesnek látszik, és $\frac{1}{n}$-re redukálódik, ha ez a tört fejezi ki a kerületnek az átlátszó szektoroktól elfoglalt részét.

19. A fotométeres méréseket egészen sötét és fekete falu, a fényt vissza nem verő szobában kell végezni. De azért mindig jelentős hibaforrások maradnak fenn, mert a különböző fényforrásoknak más meg más a színük, mert a szem csekély különbségeket az intenzitásban nem különböztethet meg, végre mert nehéz olyan **fényegységet** szerezni, mely állandó marad és könnyen sokszorosítható. Az angolok normális lángúl olyan spermacet-gyertyának a lángját fogadták el, melyből 6 darab tesz egy angol fontot és 120 grant (mintegy 7,77 gr) éget óránként 45 mm magasságú lánggal égvén; de tapasztalták, hogy világító képességök 15 százaléknyi változásnak van alávetve. Németországban rendszerint paraffin-gyertyát (*Vereinskerze*) használnak, melyből 12 tesz egy kilogrammot, s a mely állítólag csak 4 százaléknyi változást mutat, ha arról van gondoskodva, hogy a láng állandóan 5 cm magasságú legyen. Francziaországban még most is az úgynevezett Carcel-lámpát használják, melynek méretei pontosan meg vannak állapítva és óránként 42 g tisztított repcze-olajat fogyaszt; Olaszországban is ezt az egységet használják a gáz ellenőrzésére.

Habár ezek a lángok ipari czélokra eléggé állandók, korántsem ilyenek a tudományos követelmények szempontjából azon jelentős zavarok miatt, melyeknek alá vannak vetve.

Állandóbb fényforrásokat sokan ajánlottak. VERNON-HARCOURT a pentan-gőz lángját ajánlja, mely a tőle megjelölt feltételek mellett egyenértékű $^1/_8$ Carcel-lángzóval; de tapasztaltatott, hogy az elégető levegő állapota hatással van reá. Úgy látszik, hogy hasonló kifogás alá esik HEFNER-ALTENECK javaslata, ki szerint a fény egységét egy 4 cm magas szabad láng sugározza ki, melyet egy 0,8 cm átmérőjű csövet kitöltő és amil-acetáttal ($C_7H_{14}O_2$) áztatott tömör bél meggyujtásával nyerünk; szükséges, hogy a lámpa igen tiszta levegőben égjen. E láng intenzitása akkor egyenlő az angol gyertyáéval, midőn magassága, melyet onnét kell számítani, hol a bél szenesedni kezd, 4,35 cm-re rúg.

Azonban az 1884-ben Párisban ülésező nemzetközi konferenczia VIOLLE eszméjét fogadta el s a következőt határozta: *A fehér fény gyakorlati egysége az a fénymennyiség, melyet a megolvasztott és a megmerevülés mérsékletén levő platinának 1 cm^2-nyi felülete normális irányban kilövel.*

Kétségtelen, hogy a nemzetközi konferencziától elfogadott fényegység elméletileg mindenben eleget tesz az állandóság követelményeinek, de a nehézség, melylyel gyakorlati kivitele jár, ez idő szerint még nagyon kétségessé teszi, hogy közkeletűvé válnék. SIEMENS törekedett az egység elterjedését megkönnyíteni, olyan készüléket szerkesztvén, melyben egy platina lemez elektromos árammal megolvasztható s a belőle a megmerevülés pillanatában kisugárzó fény észlelhető.

VIOLLE alább következő táblázata magában foglalja a felsorolt fényegységek közötti összehasonlítás eredményeit.

	Violle-féle egység	Carcel	Angol gyertya	Német gyertya	Hefner-féle lámpa
Violle-féle egység	1	2,08	18,5	16,4	18,9
Carcel	0,481	1	8,91	7,89	9,08
Angol gyertya	0,054	0,112	1	0,89	1,02
Német gyertya	0,061	0,127	1,13	1	1,15
Hefner-féle lámpa	0,053	0,110	0,98	0,87	1

20. A hőhatásokra térve ismételve felemlítjük, hogy ez esetben a **13.** p. (1) egyenletében levő S együtthatót **sugárzó képesség**nek nevezzük; ez mértéke azon energiának, melyet a test az időegységben a területegységről merőlegesen kiáraszt.

Az egyazon mérsékletre hevített s azonos körülmények közé helyezett különböző anyagok különböző hőmennyiségeket sugároznak ki, minélfogva különböző sugárzó tehetségök van.

Egymás között való összehasonlításuk úgy történt, hogy vékony rétegben a C koczka (410. ábra, 2) lapjaira erősíttettek, mely lapok egymás után a P hőelektromos oszlop felé akként fordíttattak, hogy a sugarak irányára, miként az oszlop feje is, merőlegesek legyenek.

A koromra vonatkoztatott sugárzó tehetségek 100°-n.

(MELLONI.)		(De la PROVOSTAYE és DESAINS).	
Korom --- --- --- ---	1,00	Simított platina --- ---	0,10
Ólomkarbonát --- ---	1,00	Rézlemez --- --- ---	0,05
Khinai tus--- --- --- ---	0,85	Aranylemez --- --- ---	0,04
Sellak --- --- --- ---	0,72	Chemiailag kiválasztott ezüst	0,05
Fémfelületek --- --- ---	0,12	Simított ezüst --- --- ---	0,02

E számokból kitűnik, hogy a legnagyobb sugárzó tehetségök van a kormozott felületeknek, a legkisebb pedig a fémfelületeknek. A sugárzó tehetség változik a fém természetével, és még inkább felületének símaságával. De azért nem kell gondolni, hogy durva érdességek és karczolások jelentősen fokozzák, sőt leginkább épen az igen finom érdességek növelik, melyek tapintással észre nem vehetők és szemmel egymástól meg nem különböztethetők és a felületeket csak a tükörfénytől fosztják meg.

21. A fentebbi számok különben épen nem abszolut értékűkek, mert a rétegeknek a koczka lapjaira való illesztése módjától s maguknak a rétegeknek vastagságától is függnek. Minden anyagra nézve, bizonyos meghatározott módon felrakva, van bizonyos vastagság, melynél a *kisugárzás a legnagyobb;* e vastagság porrá tört kősóra nézve 0,03 mm, közvetetlenűl a lángról lerakódott koromra nézve 0,2, ugyanezen koromra nézve, ha szénszulfidban való elosztása után van lecsapva, csak 0,069 (E. VILLARI).

Hogy a sugárzó képesség bizonyos fokig a réteg vastagságával növekszik, elméleti szempontból igen fontos tény, mert azt mutatja, hogy a sugárzást nem csak a felület idézi elő, hanem a bizonyos mélységben levő molekulák is közreműködnek. De ha a vastagság bizonyos határon túllép, megeshetik, hogy a hő nem elegendő gyorsasággal vezettetik (I, 352) a test

belsejéből a felületi rétegbe, mely is ennélfogva alacsonyabb mérsékletű a koczkában levő folyadéknál.

22. Valóban, a sugárzó energia rohamosan növekszik a forrás mérsékletének emelésével, miről könnyű meggyőződni. Ezenkívül a különböző anyagok viszonylagos sugárzó tehetsége is változik; így például az ólomkarbonáté, mely 100° körül megegyezik a koroméval, 550°-nál mintegy a $^{3}/_{4}$-ére száll le (De la PROVOSTAYE és DESAINS). Ennélfogva a törvény, mely szerint a sugárzás a mérséklettől függ, valamennyi testre nézve nem ugyanaz. A törvényt kifejező különböző képletek tehát csak azokra a különös esetekre érvényesek, a melyekben megtétettek a kisérletek, melyekből a képletek levezettettek.

Később látni fogjuk, hogy a mérséklet, miként már érintettük (**3**), nem csupán a kisugárzott energia mennyiségére, hanem még a minőségére is hatással van.

23. Mindazonáltal csekély mérséklet változásokra nézve elfogadható az a megközelítés, mely szerint felteszszük, hogy a sugárzó tehetség változásai arányosak a mérsékletnövekedésekkel. Feltéve ezenfelül, hogy a levegőtől *áramlás útján* (I, **350, 358**) elvezetett hő arányos az illető test és a környezet mérsékletének különbségével, **Newton kihülési törvényére** jutunk, azaz hogy a testtől az időegységben elveszített hő, s ennélfogva a test mérsékletének csökkenése is, arányos a test és a környezet mérsékletének különbségével. Ez a törvény nagy megközelítéssel igazolható, míg a mérsékletek különbsége nem ér el 20°-ot; FOURIER is elfogadta (I, **355**) minden elméleti vizsgálatában, s már mi is alkalmaztuk (I, **499**).

24. Tágasabb mérsékleti határok között DULONG és PETIT a NEWTON-féle törvényt meg nem felelőnek találta. Belülről bekormozott rézgolyóba, melyből a levegőt kiszivattyúzták, hőmérőt tettek s az egészet vízfürdőbe merítették, hogy a rézgolyó állandóan alacsonyabb mérsékleten maradjon; a mérsék-

letnek az idővel való csökkenését megfigyelvén, azt találták, hogy a kihülés gyorsasága az

$$Aa^{\vartheta}(a^{\theta-\vartheta}-1)$$

képlettel fejezhető ki, hol $a = 1{,}0077$.

Ez a képlet azt a hőmennyiséget fejezi ki, melyet az időegységben egy olyan test ad ki, mely ezen egész időtartamban θ Celsius-fok mérsékleten marad, és légüres edénybe van helyezve, melynek falai állandóan ϑ mérsékletűek. Az A együttható a mértékegységen kívül csakis a test felületének állapotától (**20**) függ.

DULONG és PETIT képletöket 300°-on aluli mérsékletekre nézve állapították meg; később a magasabb mérsékletekre nézve nagyon hamarosnak találtatott. Ellenben a helyette felállított STEFAN-féle képlet:

$$A(T^4-\theta^4),$$

melyben T és θ a test és a hüvely abszolut mérsékletét (I, **470**, **539**) jelentik, nagyon lassúnak találtatott, midőn a beigazolására platinát használtak.

25. Bárminő legyen is a kihülés törvénye, kimutatható, hogy két test, melynek felülete úgy fizikai mint geométriai szempontból egyenlő, a környezetnek hőt adván át, a fajhevökkel (I, **365**) arányos időt használ fel arra, hogy egyazon kezdeti mérsékletről egyazon végső mérsékletre jusson. Ugyanis két, C illetőleg C' fajhevű (tömegegységnyi) test $C\tau$, illetőleg $C'\tau$ hőt veszít, midőn mérsékletét τ igen kicsiny csökkenés éri. Ha x és x' azon igen rövid idők, melyeket a közös τ lehülésre felhasználnak, a kibocsátott hő még Bx és Bx'-tel is kifejezhető, hol a B együttható ugyanaz a két testre nézve, mert azonos felületük van és a mérsékletre nézve is azonos feltételeknek vannak alávetve; ez annál inkább fog állani, mentül kisebb τ, mert feltehető, hogy ebben az időközben a két testnek t középmérséklete van. Mondhatjuk tehát, hogy

$$C\tau = Bx, \quad C'\tau = Bx',$$

és innét:

$$\frac{C}{C'} = \frac{x}{x'}. \tag{1}$$

Minthogy ekként kimutattuk, hogy a tétel az igen kicsiny τ lehülésre áll, következik, hogy helyes marad egy második igen kicsiny lehülésre nézve is, úgy szintén harmadikra, stb., érvényes tehát az összegükre, vagyis egyazon mérséklet-csökkenésre nézve is.

E tételen alapszik a **fajhő meghatározásának** egy **módszere.** — A megvizsgálandó anyaggal megtöltünk egy kicsiny, könnyű és fényes fémgolyót, melybe érzékeny hőmérő golyója merül, és fedéllel lezárjuk. Ezután az egészet felhevítjük és beállítjuk egy fémedénybe, mely nagy mennyiségű vízbe van merítve, hogy mérséklete állandó maradjon. Ha a fémgolyónak és tartalmának hőfoghatósága csekély, czélszerű a nagy fémedényből a levegőt kiszivattyúzni, hogy a kihülés gyorsaságát csökkentsük. Ha X a kicsiny fémgolyó és a benne levő hőmérő vízértéke (I, **365**), M a megvizsgálandó test tömege, c pedig a fajheve, a lehülő rendszer hőfoghatósága

$$Mc + X,$$

és megfigyelve a hőmérőt és a másodperczmutatót, meghatározzuk azt az x időt, mely alatt s mérsékletről t-re száll alá. Ezután ismételjük a kisérletet; megtöltjük ugyanazt a fémgolyót vízzel és visszahelyezzük ugyanabba a fémedénybe ugyanazon mérsékleten, mint az előbb. Ha most M' a használt víz tömege és x' az s és t mérsékletek között eltelt idő, úgy (1) szerint:

$$\frac{Mc + X}{M' + X} = \frac{x}{x'},$$

mely egyenlet, ha c szerint megoldjuk, megadja a keresett fajhőt.

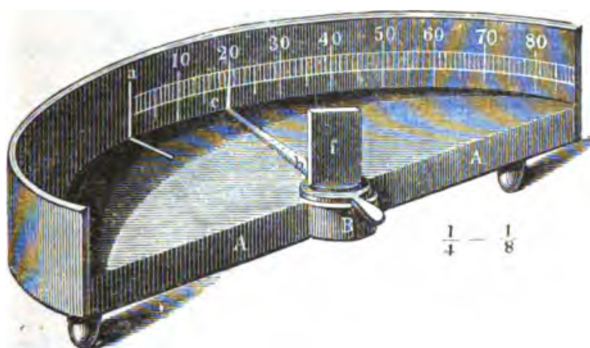
Jól megjegyzendő, hogy e módszer csak jó hővezető testekre nézve ad szabatos eredményeket.

XXVIII. FEJEZET.

VISSZAVERŐDÉS.

26. A sugárzó energia a hanggal egyazon törvény szerint verődik vissza (I, **293**), azaz *a beesés szöge és a visszaverődés szöge egymással egyenlő s ugyanabban a síkban fekszik.*

Az optikai hatásokat tekintve, ez a törvény a 420. ábrában látható készülékkel előadási kisérletben igazolható. Az *f* tükör az *a* nyílással s körbeosztással ellátott hengeres fél-doboznak



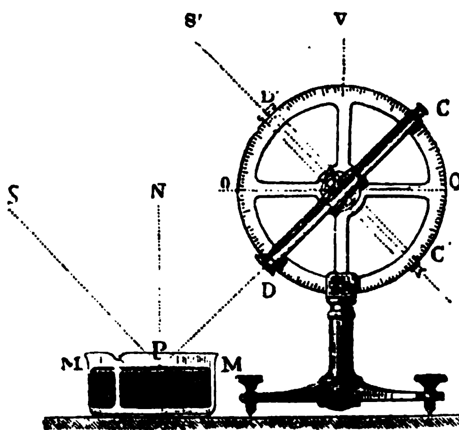
420. ábra. A visszaverődés törvényének igazolása.

homorú oldala felé van fordítva; a tükör síkja a henger tengelyébe esik s e körül forgatható és *bc* merőleges mutatóval van ellátva. Ha a mutatót pl. 20°-ra, 30°-ra stb. állítjuk s a nyíláson át fénynyalábot vetünk a forgástengelyre, a körbeosztáson fényes csíkot látunk, mely pontosan 40°-ra, 60°-ra, stb. esik.

27. Ezzel a készülékkel nem tehetünk olyan szabatos kisérletet, hogy eldönthetnők, vajjon a visszaverődés törvénye feltét-

lenül szigorú-e vagy csak megközelítőleg áll-e. De a következő eszközzel kimutatható, hogy megvan az a teljes szigorúsága, mely megkívántatik, hogy egy tudományág alapja lehessen a nélkül, hogy attól kellene tartani, hogy a belőle vont következtetések nem fognának megfelelni a tényeknek.

Tükörül az *MM'* higany (421. ábra) szabad felülete szolgál, mely tökéletesen vízszintes (I, 172). Előtte *theodolit* van felállítva, vagyis egy beosztott kör, melynek *A* tengelye



421. ábra. A visszaverődés törvényének pontos kimutatása.

körül a *CD* messzelátó akként forgatható, hogy forgás közben a körrel párhuzamos marad. Ezt a messzelátót először is egy csillagnak a higanyban látható képére, azután pedig közvetetlenül a csillagra irányitjuk, mi sikerülni fog a nélkül, hogy a kört elmozdítanók, feltéve, hogy ez pontosan függélyes. Ekkor látni fogjuk, hogy a *V* függélyes vonal megfelezi a *CAD'* szöget, mely a messzelátónak egymásra következő két helyzete közé van foglalva. A törvény ekként be van igazolva.

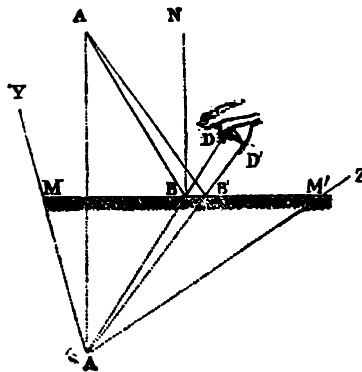
Valóban, a csillagtól jövő sugarak, úgy mint *SP*, *S'A*, hiba nélkül párhuzamosaknak vehetők, de párhuzamosak a *VA*, *NP*

függélyesek is, minélfogva a beesés *SPN* szöge egyenlő az *S'AV* szöggel, melyet az előbb *VAC*-vel egyenlőnek találtunk, mely szög ismét egyenlő a megfelelő *NPD* szöggel, vagyis a visszaverődés szögével. Ezen kívül az *S* és *S'* beeső sugarak és a *PC* visszavert sugár függélyes síkban vannak, mely ennélfogva magában foglalja a higany vízszintes felületére emelt merőlegest is.

28. Mindennapi tapasztalás, hogy **síktükrökben** a tükrök előtt levő tárgyak képét a tükör mögött látjuk; ez onnét van, hogy a szembeli hatásokat csakis az az irány határozza meg, melyben a sugarak a szembe jutnak, és az ilyen hatások ismétlődése révén megszoktuk a sugarakat olyan fényforrásba helyezni vissza, mely ebbe az irányba esik.

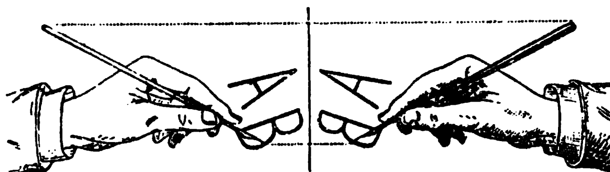
A tükör mögött semmi sem történik, mi a látást előmozdítaná; a sugárzó energia oda el nem jut, miért is az ilyen képeket **látszólagosaknak** (virtuálisaknak) nevezzük. De azért ezeknek is megvan a maguk teljesen meghatározott helyzete, melyet a visszaverődés törvénye **(26)** szerint foglalnak el.

Legyen *A*-ban (**422.** ábra) valamely fénypont, melyből az *MM'* síktükörre az *AA'* merőlegest emeljük. A beeső sugarak végtelen sokaságából válaszszuk ki *AB*-t és képzeljük a neki megfelelő visszavert sugarat *BD*-t, meghosszabbítva, míg *AA'*-t éri, mely az *NB* normálissal párhuzamos. Mivel a beesés és a visszaverődés *ABN* és *NBD* szögei egymással egyenlők **(26)**, egyenlők lesznek a *BAA'* és *BA'A* szögek is, minélfogva az *AMB* és *A'MB* háromszögek, melyeknek az *MB* közös oldaluk van, összeillők, és az *MM'* tükör megfelezi *AA'*-t.



422. ábra. Kép keletkezése a síktükörben.

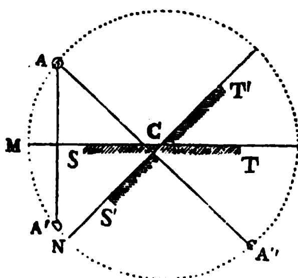
Mindaz, a mit az AB beeső sugárról mondottunk, az A-ból kiinduló minden más sugárra nézve is áll; ennélfogva minden visszavert sugárnak meghosszabbítása A' ponton megy keresztül, tehát *síktükörre nézve a fénypont és képe szimmétrikus.*



423. ábra. Képszerkesztés síktükörrel.

És az egyes pontok révén könnyű megszerkeszteni bármely tárgynak képét, miként az első tekintetre megérthető 423-ik ábrában látjuk.

29. A mondottakból következik, hogy a szem csak akkor láthatja az A' képet (422. ábra), ha belül fekszik az $A'YZ$ kúpon, melyet leír az az egyenes, mely a tükör szélét körül kerüli és e mellett maradandóan átmegy az A' ponton, melynek helyzete állandó marad, ha mindjárt a szem elmozdul is.



424. ábra. Képelmozdulás a mozgó tükörben.

Ha ellenben a tükröt mozgatjuk, elmozdul a kép is. Ha a tükröt maga-magával párhuzamosan eltávolítjuk a fényponttól, vagy ehhez közelítjük, nyilvánvaló, hogy a fénypontnak a képétől való távolsága az elmozdulás kétszeresével változik.

Ha pedig az ST tükör (424. ábra) a síkjában fekvő C egyenes körül forog, valamely mozdulatban A pont képe kört ír le, melynek középpontja C. Valóban, tekintsük a tükröt az ST és $S'T'$ helyzetben, s azonnal látjuk, hogy a szimmétriánál (28)

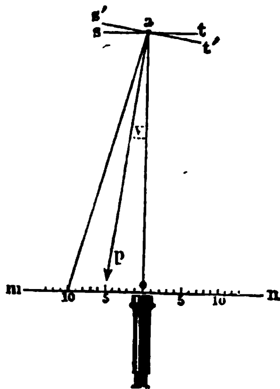
fogva A és A', valamint A és A'' egyenlő távolságban vannak C-től.

Az $A'A''$ ív, melyet a kép leírt, kétszerese a tükör szélső két állása közötti MN ívnek. Ugyanis

$$A'A'' = AA'' - AA' = 2\,(AN - AM) = 2\,MN.$$

30. Az I. kötet **331.** pontjában már láttuk a forgó tükrök alkalmazását a manométeres lángok feloldására. Alkalmazzák még bizonyos rendkívül gyors lefolyású fénytüneményeknek, mint az elektromos szikrák tartamának megmérésére: a keresett idő úgy viszonylik egy forgás idejéhez, mint a kép leírta ívnek fele áll az egész kerülethez.

Sokkal elterjedtebb és gyakoribb alkalmazás azonban az az eljárás, mely szerint a kicsinységök miatt közvetetlenül meg nem figyelhető elmozdulásokat láthatókká és mérhetőkké teszszük. Ez akként történik, hogy az elmozdulás közlődik az st forgatható tükörrel (425. ábra), mely előtt, és pedig merőlegesen a tengelyére, a-ra, az mn beosztott rúd van elhelyezve; az osztásvonalak képeit messzelátóval nézzük. Ha minden akként van elrendezve, hogy akkor, midőn a tükör merőleges a messzelátóra, a beosztás 0 pontját látjuk, úgy a tükörnek v szöggel való elfordulása után a tükörben a 10 osztáspont fog megjelenni, melyet az



425. ábra. Kicsiny elmozdulások mérése.

$$x = a \text{ tang } 2v$$

képlet határoz meg, melyben a az ap távolságot jelenti.

A messzelátót szabatos vizsgálatokban használjuk; előadási kisérletekben azonban a tükröcskére 0-ból egy sugárnyalábot vetünk és a visszavert nyalábot a 10-zel jelölt pontban

fogja fel a rúd, vagy a mi még jobb, egy beosztott ív, melynek középpontja *a*.

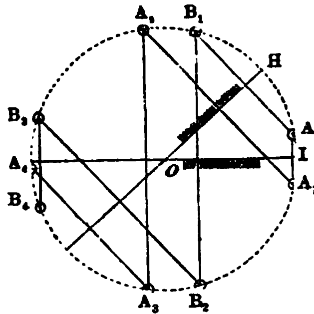
31. Hogy a napsugaraknak megadhassuk a megkivántató irányt, olyan síktükröt használunk, melyet egymásra merőleges két tengely körül kézzel forgathatunk (fényvető naptükör). Hogy pedig a sugarak iránya állandóan megmaradjon, a tükröt alkalmas óraművel mozgattatjuk *(heliostat)*.

32. A sík felületeken való visszaverődést alkalmazzuk még a *goniométer*ben, mely a kristályok lapszögeinek mérésére szolgál, s a melyről a következőkben lesz még alkalmunk bővebben szólani.

33. A miként alkalmaztuk a visszaverődést a léghőmérő skálájára (I, **457**), akként alkalmazhatjuk még a barométerre és több más olyan eszközre is, melyekkel, midőn leolvasást teszünk, az úgynevezett *parallaktikus hibát* követhetjük el, mely onnét származik, hogy valamely megfigyelt pontot ferde irányban vonatkoztatunk a skála osztáspontjaira. Ha azonban úgy nézünk, hogy a megfigyelt pont eltakarja a saját képét, mely a skálával párhuzamosan felállított tükörben látszik, a látás vonala szükségképen merőleges a skálára.

34. Két **szögtükör** között levő A fénypont (426. ábra) többrendbeli képet idéz elő. Az I tükrön való első visszaverődés a széthajló sugaraknak olyan nyalábját fogja adni (**28**), melynek csúcspontja A_1; e sugarak a H tükörre érkezvén, újra vissza fognak verődni és az A_2 képet fogják alkotni és vissza fognak térni az I tükörre; ekként létrejön az A_3 kép, és egy további visszaverődés révén az A_4 kép, mely az ábra előtüntette esetben az utolsó, mert mind a két tükör mögött lévén, az a sugárnyaláb, melynek ő a csúcspontja, többé nem verődhetik vissza. Hasonló módon keletkeznek a B_1, B_2, B_3, B_4 képek. Könnyű megérteni, hogy a két rendszer utolsó képei, A_4 és B_4, össze

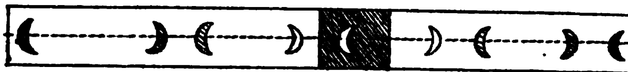
fognak esni, ha a tükrök hajlásszöge az egész kerületnek egész hányad része. Ekkor a különböző képek az *O* pont körül szimmétrikusan el vannak osztva, és hozzájuk számítva magát az *A* fénypontot is, számuk annyi, a hányszor az *IOH* szög a négy



426. ábra. Szögtükrök képei.

derékszögben foglaltatik. Ezen alapszik az általánosan ismert *kaleidoszkóp*.

35. Ha a szög zérusra redukálódik, a tükrök párhuzamosak és szemközt fekvők; a képek most akként feküsznek, mint a 427. ábra mutatja, számuknak pedig végtelennek kellene

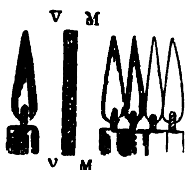


427. ábra. Többszörös képek.

lennie. Mivel azonban a visszavert energia csak egy bizonyos része a beesőnek, és pedig annál kisebb része, mentül kisebbek a tükrök, az egymásra következő képeket folytonosan halványodóknak látjuk. Ha azután a szemközt levő tükrök hátul megezüstözött üvegből valók, a fénynek minden egyes visszaverődés alkalmával kétszer kell átmennie az üvegen, és ha ez szines,

az egymásra következő képeknek színezete folyton szembetűnőbbé válik.

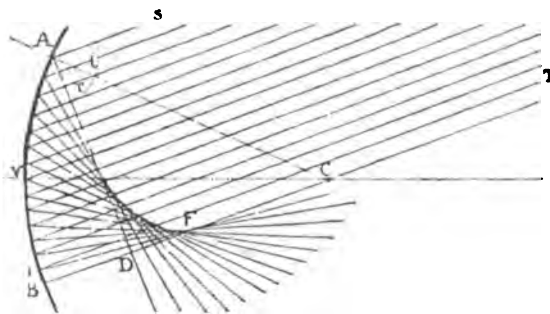
Kiki meggyőződhetik a **többszörös képekről** (428. ábra), melyek a közönséges ezüstözött üvegtükrökben láthatók, ha ferdén tekintünk reájuk; itt voltaképen két visszaverő sík van: a hátulsó *(MM)* fémből, az elülső *(VV)* pedig üvegből való, mely utóbbi csaknem az egész fényt átereszti ugyan, de egy részét mégis visszaveri.



428. ábra. Többszörös képek.

36. A visszaverődés törvénye érvényes a görbe felületekre nézve is, csak azt kell figyelembe vennünk, hogy ily esetben a beesési merőleges valamely pontban nem egyéb az érintő síkra ezen pontban emelt merőlegesnél.

A **görbe tükrök** közül csaknem kizárólag a *gömbtükröket* használjuk, mert előállításuk a legkönnyebb; vannak köztük homorúak és domborúak. Az *AB* ív (429. ábra) egy gömb-



429. ábra. Gömbtükör.

tükör *főmetszetét* tünteti elő, melyet a tükör *C görbületi középpontján*, vagyis azon gömbfelület középpontján átmenő sík határoz meg, a melynek a tükörfelület részét teszi. Ha a tükör széle köralakú, a gömbszelet *V* csúcsát *felületi középpont*nak, és a *V*-n és a *C* görbületi középponton átmenő korlátlan hosz-

szúságú egyenest *főtengely*nek, a C-n átmenő minden más egyenest (pl. CB) pedig *melléktengely*nek nevezzük.

Figyelembe véve, hogy a gömbben minden sugár merőleges a végpontján átmenő érintő síkra, a példaképen az A pontban húzott beesési merőlegest CA adja, és az SA beeső sugár olyan AD irányba verődik vissza **(26)**, hogy az SAC beesési szög egyenlő a CAD visszaverődési szöggel.

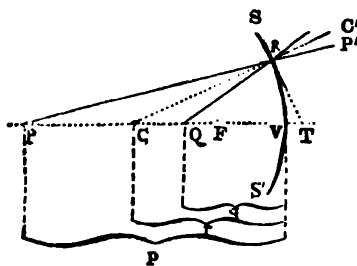
Hasonlóképen szerkesztjük meg az SA-val párhuzamosan beeső többi sugárnak megfelelő visszavert sugarat; mindezen visszavert sugaraknak egymásra következő metszéspontjai egy forgásbeli felületen feküsznek, melyet *gyujtófelület*nek, *kausztiká*nak nevezünk, mivel tetemes mennyiségű fény gyülemlik össze rajta.

Ha D az AD visszavert sugárnak és az SA beeső sugárral párhuzamos CB melléktengelynek metszéspontja, a CDA háromszög egyenlőszárú, tehát $CD=AD$. De $CB=CA$, ennélfogva D pont közelebb esik a tükörhöz, mint a C görbületi középponthoz. Az SA-val párhuzamos többi sugárnak, melyek folyton kisebbedő szög alatt esnek a tükörre, olyan visszavert sugarak felelnek meg, melyek a CB melléktengelyt egymástól mindinkább kevésbbé különböző két részre osztják. Így a TI sugár IF felé verődik vissza és az F pont csaknem BC közepén van.

Ebből következik, hogy ha a sugarak beesése nem nagyon ferde, a párhuzamos nyalábnak megfelelő visszavert sugarak oly pontban egyesülnek, mely a tükörtől és a görbületi középponttól nagyon megközelítőleg egyenlő távolságban van. Ha a beeső nyaláb párhuzamos a főtengelylyel, ezt az egyesülési pontot **főgyujtópont**nak nevezzük. Vizsgálatainkat arra az esetre fogjuk szorítani, melyben a tükrök a hozzájuk tartozó egész gömbfelületnek csekély részét teszik, vagy mint mondani szoktuk, melyben a *tükör nyílása csekély*, és ennélfogva a beesés nem nagyon ferde.

37. Ha a Nap felé homorú tükröt fordítunk, ernyő segítségével megkereshetjük, hogy hol van a visszavert nyalábnak a legkisebb keresztmetszete. Általában igen fényes kicsiny kört fogunk találni még akkor is, midőn a tükör kerülete nem szabályos, hanem a tükör a gömbnek tetszésszerint határolt darabja. A Nap olyan messzire van tőlünk, hogy a különböző pontjaiból hozzánk érkező sugarakat egymással párhuzamosaknak tekinthetjük; ennélfogva a Nap minden egyes pontjának egy egyedüli visszavert nyaláb felel meg, a melynek csúcspontja az illető melléktengelyen fekszik. Mindezek a csúcspontok közelítőleg ugyanabba a síkba esnek, mely sík a görbületi sugár közepében van, és a melyet **gyujtósíknak** nevezünk, és épen e csúcspontok összessége létesíti a Nap képét. E kép *valódi kép*, mert a sík tükrökben látott képektől (28) eltérőleg egymást metsző sugarakból származik, és ernyőn felfogható.

38. Tegyük most fel, hogy valamely P pontból (430. ábra) széthajló nyaláb esik a tükörre. Húzzuk meg a PC tengelyt, a PR beeső sugarat és a megfelelő RQ visszavert sugarat (36), és R-ben az RT érintőt. Ez utóbbi merőleges lévén CC'-re, és mivel még $C'RP'$ szög is egyenlő CRQ szöggel, megfelezi a PRQ háromszögnek QRP' külső szögét, és ennélfogva PQ vonal C-ben és T-ben harmonikusan van osztva, tehát



430. ábra. Konjugált pontok.

$$PC : CQ = PT : QT. \quad (1)$$

Nyilvánvaló, hogy mindazok a sugarak, melyek P-ből a PC tengelyhez való egyazon hajlással indulnak ki, visszaverődés után ugyanabban a Q pontban találkoznak; de ha a hajlás különböző, változni fog a T pont s vele együtt a Q pont is. Mindazonáltal ha a tükör nyílása, vagyis az SCS' szög kicsiny,

T pont mindig olyan közel fog esni V-hez, hogy Q helyzetét megközelítőleg állandónak tekinthetjük. Ennélfogva *csekély nyílású tükrökben az egy pontból kiinduló sugarak visszaverődés után közelítőleg egyazon pontban találkoznak.*

E két pontot **konjugált** pontnak nevezzük, mert az egyik képe a másiknak. És mondhatjuk, hogy *a tükör s az ő görbületi középpontja a két konjugált pont közötti távolságot harmonikusan osztja.*

Ha

$$CV = r,\ PV = t,\ QV = k$$

az (1) képletbeli közelítéssel

$$PC = t - r,\ CQ = r - k,\ PT = t,\ QT = k$$

tehát

$$\frac{t-r}{r-k} = \frac{t}{k}, \tag{2}$$

honnét

$$\frac{1}{t} + \frac{1}{k} = \frac{2}{r}. \tag{3}$$

39. Ebből a képletből kitünik, hogy a P fénypontnak a tükörtől való távolodásával, vagyis t növekedtével, képének (Q-nak) k távolsága csökken, míg végre a $k = \frac{r}{2}$ értéket éri el, mely nem egyéb a már talált **(36)** főgyujtótávolságnál.

Ha ellenben közelítjük a P pontot, képe (Q) távolodik a tükörtől.

A két pont összeesik a C görbületi középpontban; valóban, ha $t = r$, (2) szerint $k = r$; ez esetben a beeső sugarak merőlegesek a tükörre, minélfogva a fény visszafordulva ugyanazt az útat teszi meg.

Midőn $t = \frac{r}{2}$ tétetik, k végtelen nagy. Ebből következik, hogy ha a fénypont igen közel jut a gyujtóponthoz, a visszavert nyaláb egy folyton távolodó pont felé hajlik össze, míg végre

párhuzamossá válik. Ez utóbbi eset fordul elő a világító tornyok reflektoraiban.

Ha a fénypont még inkább közeledik a tükörhöz, a visszavert nyaláb széthajlóvá válik és ennélfogva megszünik valódi képet adni, és látszólagos képet ad. Valóban, ha (2)-ben $t < \frac{r}{2}$ tétetik, k értékét negativnak találjuk, mi úgy értelmezendő, hogy k hosszát a tükör ellenkező oldaláról kell számítani, hogy a sugarak meghosszabbításának találkozó pontját megtaláljuk. A fényforrás további folytonos közeledésekor látszólagos képe is közeledik a tükörhöz; a már igen kicsiny távolságokban a görbe tükör végre úgy viselkedik, mint a sík tükör.

40. Ha az FV gyujtótávolságot f-fel jelöljük, úgy (36)

$$f = \frac{r}{2},$$

és a megelőző pont (3) képlete a következő alakot ölti:

$$\frac{1}{t} + \frac{1}{k} = \frac{1}{f}. \qquad (3')$$

A képletben rejlő kapcsolat grafikailag is előtüntethető, ha 120°-ú szög (431. ábra) száraira $OP = t$ és $OQ = k$ hosszakat rámérjük; meghúzván PQ egyenest, ez a szög felező vonaláról $OF = f$ darabot vág le. Ugyanis, ha $FH \parallel OQ$ meghuzatik, azonnal belátható, hogy

$$\frac{HF}{OQ} = \frac{OP - OH}{OP},$$

s minthogy OFH háromszög szögei egyenlők, még

$$OH = HF = OF,$$

s azért is

$$\frac{OF}{OQ} = 1 - \frac{OF}{OP},$$

vagyis

$$\frac{1}{OQ} + \frac{1}{OP} = \frac{1}{OF},$$

mi nem más, mint (3').

Ha a távolságokat nem a tükörtől, hanem a gyujtóponttól számítjuk, vagyis ha

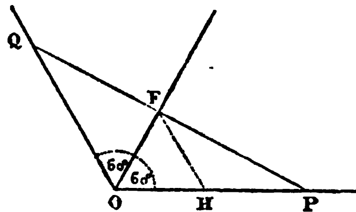
$$\tau = PF = PV - FV = t - f, \quad \varkappa = QF = QV - FV = k - f$$

tétetik, a (3') alatti egyenlet ily alakot ölt:

$$\frac{1}{\tau + f} + \frac{1}{k + f} = \frac{1}{f}$$

vagy

$$\tau \varkappa = f^2. \qquad (4)$$



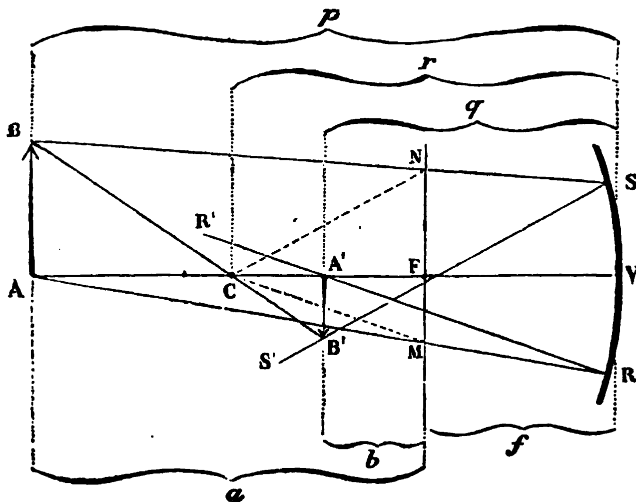
431. ábra. A tárgy és kép helyzete.

Ez a képlet NEWTON-tól származik, a melyből azonnal szembeötlik, hogy τ-nak és $\varkappa$-nak egyenlő előjelűnek kell lenni, és hogy ennélfogva a két konjugált pont a főgyujtópontnak mindig egy azon oldalán fekszik, miként ép az imént más úton le is vezettük.

41. Nyilvánvaló, hogy mindaz, mit a három megelőző pontban megállapítottunk, egyaránt érvényes akár a főtengelyen (36) fekszik a P fénypont, akár azon kívül, mely utóbbi esetben a Q kép a P ponton átmenő melléktengelyen fekszik, és a két konjugált pont és a tükör közötti t és k távolságok ismét eleget tesznek a (3) alatti képletnek. Ebből következik, hogy a CP sugarú gömbön fekvő különböző pontoknak konjugált pontjai a CQ sugarú gömbön feküsznek. Ha már most csak olyan pontokat tekintünk, melyek olyan gömbszeleteken feküsznek, melyek csekély nyílásúak és a melyeknek csúcspontja a főtengelybe esik, úgy e szeletek közelítőleg összeesnek érintő síkjaikkal, miből következtethetjük, hogy eme síkok egyike minden pontjának konjugált pontja a másik sík és az illető pont mellék-

tengelyének metszéspontjában fekszik, és hogy ennélfogva az egyik síkra helyezett alaknak képe egy, a másik síkon fekvő hasonló kép, a tükör C középpontja pedig a hasonlóság középpontja. A P és Q pontokban a főtengelyre merőlegesen állított eme síkokat **konjugált síkoknak** nevezzük; a **gyujtó sík** pedig, miként már mondottuk (**37**), az a sík, mely az F gyujtópontban a főtengelyre merőlegesen van állítva. Ennek a síknak, miként már tudjuk, az a tulajdonsága van, hogy a főtengelyhez közel eső minden pontjából kiinduló nyaláb visszaverődés után az illető pontból húzott melléktengelylyel párhuzamos nyalábbá válik.

42. A mondottak nyomán valamely pontnak konjugált pontját szerkesztés útján igen könnyen meg lehet határozni, és ezután a homorú tükrök képeit megszerkeszteni. Legyen például az AB



432. ábra. Konjugált pontok szerkesztése.

nyil (432. ábra) a C görbületi középponton kívül, és feküdjék az A végpont a CV főtengelyen. Húzzunk A-ból tetszésszerinti AR egyenest, mely az MN gyujtósikot M-ben metszi. Minthogy a

gyujtósík valamely M pontjából kiinduló minden sugár az MC melléktengelylyel párhuzamosan veretik vissza: A pont képe az RR' egyenes valamely pontjában fog lenni, és mivel még az AN főtengelyen is kell feküdnie, tényleg e két egyenes metszéspontjában, A'-ben fog feküdni, és A' adja A-nak konjugált pontját. Hogy a nyíl másik végpontjának, B-nek, képét is megtaláljuk, hasonlóképen járunk el. U. i. húzunk egy tetszésszerinti BS beeső sugarat, S-ből SS' párhuzamosat az NC' melléktengelyhez, mely BS-nek a gyujtósíkkal való N metszéspontján megy át, és oda, a hol SS' metszi a BC melléktengelyt, esik majd B-nek konjugált pontja.

Ebben az esetben a kép valódi, fordított és kicsinyített. Ha a tárgy a C görbületi középpont és az F gyujtópont között feküdnék, a kép szintén valódi és fordított, de nagyított volna.

43. A **nagyítás**, vagyis a kép nagyságának a tárgy nagyságához való viszonya a **38.** p. (2) képlete szerint nyilván

$$N = \frac{K}{T} = \frac{A'B'}{AB} = \frac{CA'}{CA} = \frac{r-k}{t-r},$$

és (3) és (4) figyelembe vételével

$$N = \frac{r}{2t-r} = \frac{f}{t-f} = \frac{f}{\tau},$$

honnét kitünik, hogy a nagyítást meghatározza a gyujtótávolságnak a gyujtóponttól számított tárgytávolsághoz való viszonya.

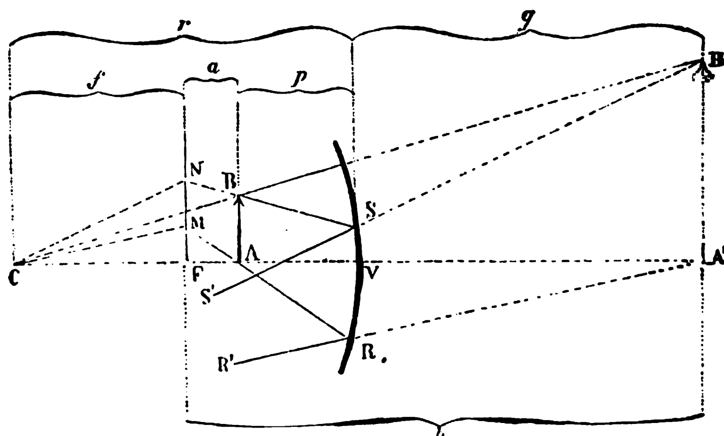
44. Hasonló a szerkesztés abban az esetben, midőn a tárgy a főgyujtópont és a tükör között fekszik, miként a 433. ábrából látható, mely bővebb magyarázatra nem szorul. Ez esetben az $A'B'$ kép látszólagos, egyenes állású és nagyított.

A nagyítás abszolut értéke:

$$N = \frac{A'B'}{AB} = \frac{CA'}{CA} = \frac{CF+FA'}{CF+FA} = \frac{f+x}{f+\tau}$$

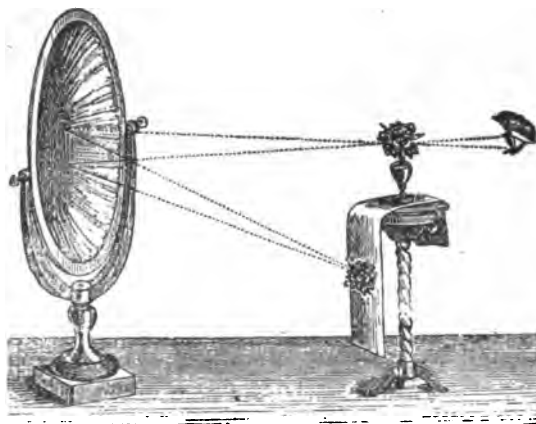
és (4) figyelembe vételével

$$N = \frac{f}{\tau} = \frac{r}{r-2k}.$$



433. ábra. Konjugált pontok szerkesztése.

45. Mind e fejtegetések kísérletileg igazolhatók lánggal és papiros ernyővel, melyen a képeket, ha valódiak, felfoghatjuk. A látszólagos képek csak közvetetlenül a szemmel figyel-

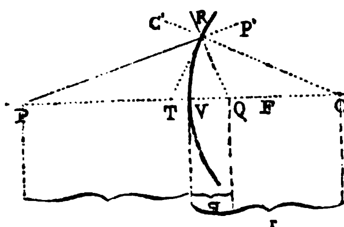


434. ábra. A valódi kép szemléltetése.

hetők meg; a szem a valódi képeket a tükör előtt a levegőben lebegve is láthatja, feltéve, hogy felfogja nyalábját azoknak a

sugaraknak, melyeknek keresztező pontja a képeket létesíti. A 434. ábra az erre vonatkozó előadási kisérletet tünteti elő, és pedig azt az esetet, a mikor a tárgy s a kép a tükörtől egyenlő távolságban, t. i. a görbületi középpontban van.

46. A **domború tükrök** képlete megegyezik a **38.** p. (3) képletével, melyben csak r és k jelét kell ellenkezőre változtatni, mert úgy a C görbületi középpont (435. ábra), mint a P pont Q képe a tükör másik oldalára esik. Valóban, az RT érintő a



435. ábra. Konjugált pontok.

PRQ belsőszöget, a $C'RC$ beesési merőleges pedig a $P'RQ$ külsőszöget felezi, tehát a PRQ háromszög alapja harmonikusan van osztva; ennélfogva

$$PT : TQ = PC : CQ,$$

és ha itt is felteszszük, hogy T és V megközelítőleg összeesik (**38**), úgy

$$t : k = (r + t) : (r - k),$$

honnét

$$-\frac{1}{k} + \frac{1}{t} = -\frac{2}{r},$$

a mi bebizonyítandó volt.

Ez a képlet még ekként is írható:

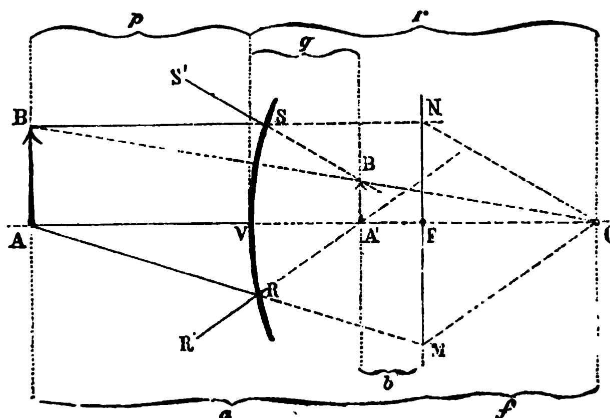
$$k = \frac{r}{2 + \frac{r}{t}},$$

és ezen alakjából rögtön kitünik, hogy k nem változtathatja meg jelét, és 0-tól $\frac{r}{2}$-ig megy, ha t a 0-tól ha ∞-ig növekszik.

A domború tükrökben tehát valamely fénypont képe mindig látszólagos, és a tükör mögött a tükör csúcsától a (szintén látszólagos) gyujtópontig mozdul el, a midőn a fénypont a tükör csúcsától végtelen távolságba megy.

A **40.** p. (4) képlete minden módosítás nélkül érvényes a domború tükrökre is.

47. Valamely AB tárgy (436. ábra) $A'B'$ képének megszerkesztése hasonló a homorú tükrök képeinek megszerkesztéséhez **(42)**, s legott látjuk, hogy az $A'B'$ kép mindig egyenes állású



436. ábra. A kép szerkesztése.

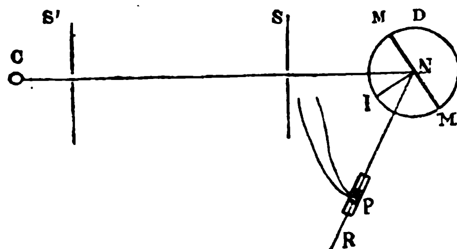
és a tárgynál kisebb. Hogy ezt igazoljuk, csak azokra a tükröző üveggömbökre kell tekintenünk, melyekkel a kerteket díszítik. A nagyítást **(43)** ez esetben az egységnél kisebb szám, nevezetesen pedig

$$N = \frac{A'B'}{AB} = \frac{r}{2t + r} = \frac{f}{a}$$

fejezi ki.

48. Annak kimutatása végett, hogy a sugárzó energia a **hőhatásokban** is követi a visszaverődés törvényét, ismét a 410. ábrában **(2)** előtüntetett készülékhez folyamodhatunk, melyhez a jobb

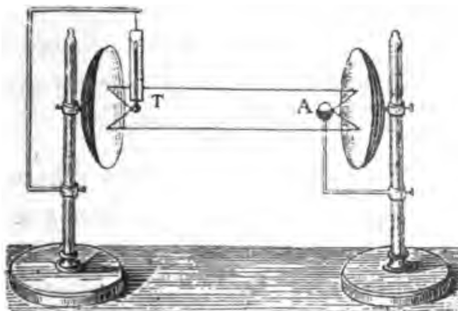
oldalon még egy másik, az *N*-en (437. ábra) átmenő függélyes, körülforgatható és a *P* hőelektromos oszlopot tartó *NR* rúd van kapcsolva. *N* körül, függélyes állásban maradva, még az *MM'* tükör is foroghat, melynek *NI* mutatója a *D* beosztott körön a beesési merőleges állását jelzi. A *C* hőforrás és az *S* és *S'* er-



437. ábra. A hőhatás kimutatása.

nyők nyílásai vízszintes egyenesben feküsznek; hogy a galvanométer maximális kitérését figyelhessük meg, kell, hogy az oszlop ugyanazon magasságban és olyan állásban legyen, hogy a tengelye és a beeső *CN* nyaláb bezárta *RNC* szöget az *NI* mutató megfelezze (28).

49. Közvetett bizonyítékot nyujtanak a **gyújtótükrök**, melyek a Nap felé fordítva a sugarakat egy pontba gyűjtik össze,



438. ábra. Gyújtópont.

s itt gyulékony anyagokat lángra lobbantanak, és épen ez oknál fogva nevezzük e pontot gyujtópontnak.

Lehet két homorú tükröt (438. ábra) akként is szemközt fordítani, hogy főtengelyök összeessék; ha az egyiknek gyujtópontjába, *A*-ba, izzó vasgolyót teszünk, tapasztaljuk, hogy a hőmérő akkor mutatja a legmagasabb hőfokot, ha golyója a másiknak *T* gyujtópontjába esik. Gyulékony anyagok *T*-ben elégnek. Az első tükör párhuzamos sugarak nyalábját veri vissza (39), mely a második visszaverődés révén a második tükör gyujtópontjába hajlik össze.

50. A visszavert sugarak intenzitása, úgy a szemre mint a hőmérőre nézve, függ a felületek símaságától (6) és szintén az anyagtól, melyből a tükör készítve van.

Valamely anyag **visszaverő képességé**nek mértéke a beeső sugarak intenzitásának viszonya a visszavert sugarakéhoz. Rendszerint a beesési szöggel növekszik. Ez a változás rendkívül csekély a fémfelületekre nézve, az átlátszó testekre nézve azonban tetemes, és teljesen ugyanaz, akár a fotométerrel, akár a hőelektromos oszloppal mérjük.

E változással összhangzásban van az a megfigyelés, hogy ha este kivilágított szobában vagyunk, és az ablakokra merőlegesen tekintünk, a külső tárgyakat látjuk, mert ez esetben csaknem minden fény áthatol; ellenkezőleg, ha ferdén tekintünk, a belső tárgyakat látjuk tükröződni, mert ekkor a sugarakat mintegy belső visszaverődés éri. Így az átlátszó testek visszaverő tehetsége, mely merőleges beeséskor oly gyenge, nagyon ferde beeséskor még a fémekét is felülmulja.

51. Említettük már, hogy a felületek sohasem oly símák, hogy a fényt nem szórnák szét, a fénynyel pedig együttesen szóródik szét minden irányban a hőhatás is, mit kimutathatunk, ha a 437. ábrabeli (48) *MM'* tükör helyett papiroslevelet, ólomfehérrel bevont lapot stb. használunk; a megfigyelés eredménye, hogy bárminő legyen is az oszlop hajlása a beeső nyalábhoz képest, a galvanométeren mindig van kitérés. Ez a tünemény némileg bonyolult és törvényei még nincsenek egészen kiderítve.

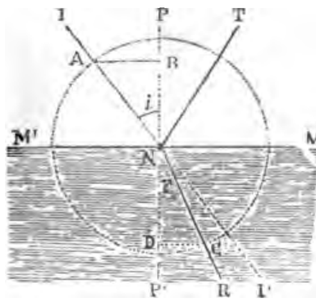
Később még visszatérünk reá; de annyit már is bízvást mondhatunk, hogy mindaz, mit róla tudunk, az optikai és a hőhatásokra egyaránt érvényes.

XXIX. FEJEZET.

SUGÁRTÖRÉS.

52. Valamely sugár egy testből átmegy egy másikba a nélkül, hogy irányától eltéríttetnék, ha az elválasztó felületre merőleges irányt követi. De ha a beeső sugár arra bármiként hajlik, a második testben új irányt követ, melyet **megtörött sugár**nak nevezünk.

Tüntesse elő *MM'* (439. ábra) a vízszintes síkot, mely a levegőt a víztől elválasztja, és *N*-be érkezzék az *IN* beeső sugár,



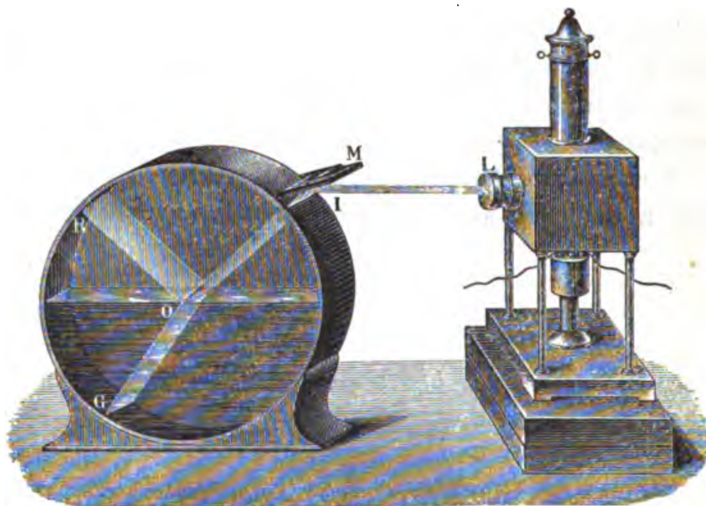
439. ábra. Sugártörés.

mely a *PP'* beesési merőlegessel (mely a jelen esetben függélyes) az *i beesési szöget* zárja be. A helyett, hogy egyenes vonalban *NI'* mentén tovább haladna, két sugárra szakad: a visszavert *NT* sugárra és a megtörött *NR* sugárra, mely utóbbi az *r törési szöget* alkotja. Midőn a sugár, miként a jelen esetben is,

a beesési merőlegeshez közeledik, azt mondjuk, hogy a második test *erősebben tör*, mint az első; a víz erősebben tör, mint a levegő.

53. A sugártörés törvényei a következők: *A beeső és a megtört sugár és a beesési merőleges egyazon síkban fekszik. A beesési szög sinusának a törési szög sinusához való viszonya független a sugarak hajlásától.*

E törvények azt mondják, hogy ha *N*-ből mint középpontból kört írunk le, és e körnek és a két sugárnak *A* és *C* metszéspontjából a *PP'* beesési merőlegesre az *AB* és *CD* merőlegeseket húzzuk, az *AB* : *CD* viszony állandó marad, bármek-



440. ábra. A sugártörés törvényének igazolása.

kora is az *INP* szög. De változik a két test minősége szerint, úgy szintén a sugárnak azon minősége szerint, mely a szemben a különböző színek hatását kelti, miről később szólunk.

Ennélfogva most meg kell elégednünk a törvénynek némileg durva, előadásbeli beigazolásával; de nem fogjuk annak idején elmulasztani, hogy megmutassuk, miként lehet igen nagy szigorúsággal kimutatni.

Az előadásbeli kísérlethez való készüléket a 440. ábra mutatja. Az egész egy dob, melynek egyik lapja üveg, és a melyen keskeny rés van, ez előtt pedig az *M* tükörnek alkalmas hajlást adhatunk, hogy egy fénynyalábot a réstől az *O* középpont felé irányitsunk. Ez a beeső nyaláb, mely a viz felületére érkezvén, az *OR* visszavert és az *OG* megtörött nyalábot létesiti, melyeket akként teszünk láthatókká, hogy a vízbe néhány csepp tejet keverünk, a levegőbe pedig kevés szivarfüstöt fúvunk.

Az *O* középponttal szemközt tartott függő ón megjelöli a beesési merőleges irányát, és az *R* és *G* pontoktól való távolságainak viszonya a sinusok viszonya, melyet állandónak találunk, ha az *IO* sugárnak akármi más hajlást adunk is oly módon, hogy a dobot az alapján forgatjuk és az *M* tükörnek a kellő hajlást adjuk.

54. Valamely közegből erősebben törő közegbe átmenő adott sugár beesési szöge sinusának a törési szöge sinusához való állandó viszonyát a két közeg **viszonylagos törésmutatójának** mondjuk; értéke ez esetben nagyobb az egységnél s így írható:

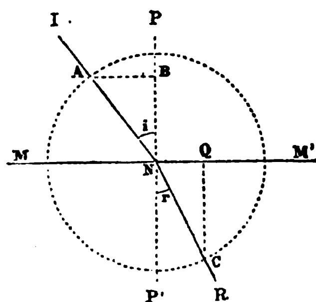
$$n = \frac{\sin i}{\sin r}. \qquad (1)$$

A levegőre és vízre vonatkozó törésmutató körülbelül $^4/_3$, a levegőre és üvegre vonatkozó körülbelül $^3/_2$, a gyémántra vonatkozó, mely valamennyi között a legnagyobb, $^{11}/_4$; a következőkben meg fogjuk adni a pontos értékeket (**170**).

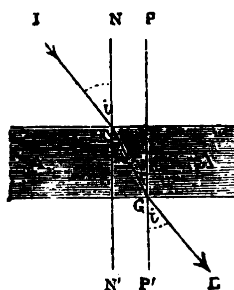
Ha adva van a törésmutató és a beesési szög, az (1) kifejezés segítségével kiszámíthatjuk a törési szöget, vagy pedig megszerkeszthetjük a következő módon, mely egyszerű folyománya az **53.** pontban mondottaknak. Az *N* pontból (441. ábra), melyben az *IN* beeső sugár a két közeg *MM'* elválasztó felületét éri, mint középpontból kört rajzolunk, melynek a beeső sugárral való *A* metszéspontjából a *PP'* beesési merőlegesre az *AB* merőlegest emeljük; ezután *N*-ből kiindulva *NQ* hosszt rakjuk fel, mely ekként van meghatározva:

$$NQ = \frac{AB}{n},$$

végre Q-ból a beesési merőlegessel párhuzamos QC-t húzzuk. Ez a kört C pontban éri, s ezen kell átmennie a megtörött sugárnak.



441. ábra. A törés szögének szerkesztése.



442. ábra. Törés párhuzamos lapokon.

55. Mikor a sugár gyengébben törő közegbe hatol, mikor például vízből levegőbe lép, a beesési szög sinusának a törési szög sinusához való viszonya kísebb az egységnél és *visszás mutató*nak vagy *visszafordulásbeli mutató*nak neveztetik.

Az n törésmutatónak és az n' visszás mutatónak szorozmánya egyenlő az egységgel: $nn' = 1$. Ennek kimutatására előrebocsátjuk, hogy ha sík és egymással párhuzamos lapoktól határolt lemezen át valamely távolfekvő pontra, például csillagra tekintünk, ez a pont nem látszik elmozdultnak. Ebből következtetjük, hogy a lemezből kilépő sugarak párhuzamosak a beesőkkel. Így tehát IFN szög (442. ábra) egyenlő $P'GE$ szöggel. De egyenlők az NN' és PP' beesési merőlegesek között levő belső váltó szögek is. A két mutató tehát:

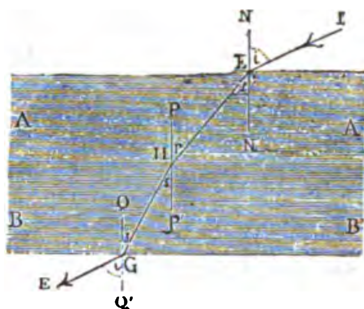
$$n = \frac{\sin IFN}{\sin N'FG} = \frac{\sin i}{\sin r}, \quad n' = \frac{\sin FGP}{\sin P'GE} = \frac{\sin r}{\sin i},$$

mely értékek, ha a megfelelő tagokat sokszorozzuk, a bebizonyítandó kapcsolatot adják. Ha tehát a sugár E-ből jövet G felé irányul, először GF, azután pedig FI mentén halad.

Ez az eset különös esete az úgynevezett **kölcsönösség törvényének**, mely minden sugárzásbeli tüneményre kiterjed, s a melyet így fejezhetünk ki: *ha valamely sugár bizonyos adott testeken való áthatolásában meghatározott útat követ, ugyanezt az útat követi az ellenkező irányban való haladásában is.*

56. Valamely anyag **abszolut törésmutatója** a légüres térből érkező sugárra vonatkozik. Könnyen levezethetjük azt a kapcsolatot, mely két anyag abszolut és viszonylagos törésmutatója között van.

Legyen egymásra téve két réteg, AA és BB (443. ábra), melyeket párhuzamos síkok határolnak; fölöttük és alattuk legyen légüres tér. Abszolut törésmutatóik legyenek x és y, viszonylagos mutatójuk pedig legyen n. A kilépő GE nyaláb, miként az előbb, párhuzamos az IF beesővel, tehát (55) szerint



443. ábra. Törésmutatók kapcsolata.

$$x = \frac{\sin i}{\sin r}, \quad n = \frac{\sin r}{\sin s}, \quad \frac{1}{y} = \frac{\sin s}{\sin i},$$

mely értékekből kapjuk, ha a megfelelő tagokat sokszorozzuk,

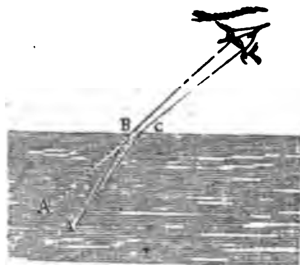
$$\frac{xn}{y} = 1 \quad \text{és} \quad n = \frac{y}{x},$$

vagyis az egyik közegből a másikba való átmenet viszonylagos mutatója egyenlő a második közeg abszolut mutatójával, osztva ezt az első közegével. Másrészt, mivel minden mérés a levegőben történik, valamely testnek a levegőre vonatkoztatott mutatójából *(n)* abszolut mutatóját *(y)* megkapjuk, ha az előbbenit a levegő abszolut mutatójával (172) megsokszorozzuk.

57. A sugártörés miatt a folyadékokba merített tárgyak elmozdultaknak látszanak, mert például az A' pontból (444. ábra)

kiinduló sugarak nagyobb hajlással lépnek ki a folyadékból, és a szem, mely őket felfogja, *A* pontba helyezi vissza **(28)**. Ez az oka, hogy üres tál fenekére tett pénzdarab emelkedni látszik, ha föléje vizet öntünk; ugyanezen oknál fogva a pálcza, ha egy része vízbe merül, töröttnek látszik.

Hasonlóképen valamely csillag sugarainak, hogy hozzánk eljussanak, a légüres térből folyton erősbödő törésű levegőrétegeket kell átjárniok, ennélfogva folytonos eltérítésben részesülnek, és a földfelülethez homorúan hajló görbe vonalakat írnak le. Szemünk azután úgy itél, hogy a csillag a görbének szemünkhöz érkező pontjához húzott érintőben fekszik, tehát a zenit felé eltolva látjuk. A **légköri sugártörés** ilyetén hatásai okozzák, hogy a Napot már kevéssel a kelte előtt látjuk, és látjuk még valamivel a lenyugvása után is, hogy a hegyeket magasabbaknak véljük a valóságnál, hogy néha a messzefekvő tárgyakat, melyeket más közbenfekvő tárgyak miatt **(60)** közvetetlenül nem láthatunk meg, a levegőben lebegni látjuk.



444. ábra. A tárgyak látszólagos helyzete.

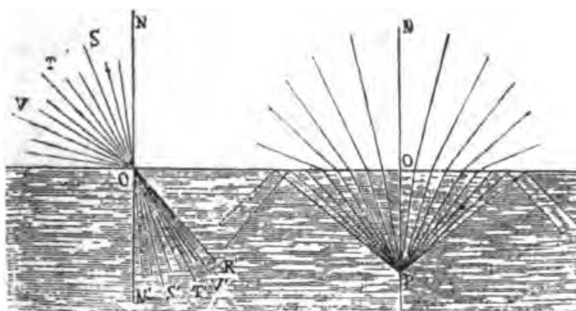
Minthogy továbbá a légkör folytonosan hullámzik, a sugarak útja is folytonosan változik, s némelyek ezzel igyekeznek megmagyarázni a nekünk csak pontoknak látszó *csillagok szikrázását.* A bolygók ellenben nem szikráznak, mert korongocskáknak mutatkoznak, a melyeknek terjedelme jóval nagyobb a légköri sugártörés okozta eltolódásoknál. Később **(192)** valószínűbb magyarázatot fogunk előterjeszteni.

Párhuzamos síkoktól határolt lemezek is, mindamellett, hogy minden sugarat a beesés irányával párhuzamos irányban eresztenek át, feltünő eltolódást hoznak létre, mit a törés törvényeivel könnyű megmagyarázni.

58. A sugártörésnek

$$\sin i = n \sin r \quad (1)$$

képletéből (**54**) következik, hogy $i = 0$ érték mellett r is $= 0$, hogy tehát az ON' megtört sugár (445. ábra) a beeső NO sugárral egyazon egyenesbe esik. A képlet még azt is mondja, hogy a törési szög (r) a beesési szöggel (i) együttesen növekszik, de emennél mindig kisebb marad, feltéve, hogy a második közeg erősebben töri (**52**) a fényt az elsőnél. Ha már most i szög



445. ábra. Határszög. 446. ábra. Teljes visszaverődés.

0-tól 90°-ig növekszik, miként az ábra mutatja, r szög bizonyos maximális $N'O'R = \rho$ értéket ér el, melyet (1)-ből nyerünk, ha benne $i = 90°$ tétetik, azaz

$$\sin \rho = \frac{1}{n}.$$

A törési szögnek ezt a maximális értékét **határszög**nek nevezzük. Levegőre és vízre nézve 48° 35′, mert $n = 4/3$; levegőre és közönséges üvegre nézve mintegy 42°, mert n körülbelül $= 3/2$ (**54**).

59. Látjuk tehát, hogy a sugárzó energia, legalább részben, minden beeséskor mindig átmegy a levegőből az üvegbe, de az ellenkező átmenetnek csak akkor van helye, ha a beeső sugár a merőlegessel a határszögnél kisebb szöget zár be. Ha ennél

nagyobb, a **teljes visszaverődés** tüneménye jön létre, vagyis a víztől visszavert sugár erőssége, mely a beesési szöggel növekszik (**50**), utóvégre a beeső sugárnak egész erősségére tesz szert.

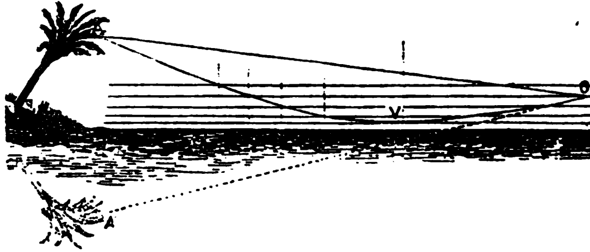
Innét van, hogy a vízben levő valamely *P* fénypontból (446. ábra), mely a fényt minden irányban árasztja, a *PN* merőlegeshez közel eső sugarak nagyobb erősséggel lépnek ki a levegőbe, mint a távolabb esők, és a víz felszinén egy *O* középpontú kör keletkezik, a melyen kívül fény nem léphet ki. Fordítva is (**55**), a víz alatt levő valamely szem az összes külső tárgyakat úgy látja, mintha egy kúpon belül volnának összegyűjtve, mely kúp csúcsszöge (**58**) szerint $2\rho = 97°$.

60. Ha a közeg teljesen átlátszó, a teljes visszaverődés rendkívül élénk fényességgel jár. Így az üvegben levő repedés ezüst szalagocskának látszik; vízbe merített üres kémcső fényesebb a higanynyal megtöltöttnél; folyadékokban levő levegőbuborékocskák élénken ragyognak. Ugyancsak a teljes visszaverődésnek tulajdonítandó a habnak, a hónak, a porrá tört üvegnek s általában mindazon átlátszó testeknek fehérsége, melyek porrá törve átlátszóságukat elvesztik. De visszanyerik, ha vízzel, vagy még inkább, ha erősen törő olajokkal megnedvesíttetnek.

A teljes visszaverődés tüneménye a sugártöréssel társulva, létre hozza a **fata morganát**, mely Reggióban és Calabriában, némely őszi reggelen láthatóvá teszi a Siciliában levő épületeket, oszlopokat s egyéb tárgyakat.

Ugyanígy származik a **légtükrözés**, mely az afrikai sivatagokon vizet láttat, a melynek felületén a távol fekvő tárgyak fordított képei tükröződnek. A forró homokot nyaldosó levegő megritkul s felemelkedik, de eme mozgás mellett is megeshetik, hogy lent melegebb marad mint fent. A magasan fekvő pontoktól, a felhőktől vagy az égtől jövő sugarak mindinkább gyengülő törékenységű rétegeken hatolnak át s a beesesi merőleges-

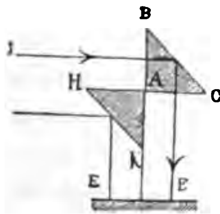
-től mindinkább távoznak, elannyira, hogy végre teljes visszaverődésben részesűlnek. A fény tehát a földfelülethez domborúan



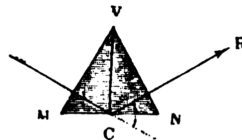
447. ábra. Légtükrözés.

hajló görbe vonalban terjed és alulról érkezik a megfigyelőnek szemébe, *O*-ba (447. ábra). Hasonló oka van a *délibáb*nak is.

61. A teljes visszaverődésnek jó hasznát veszszük mindakkor, midőn a fényt gyengítetlenül akarjuk eltéríteni; ilyenkor háromszög-keresztmetszetű üveghasábokhoz folyamodunk. Az *ABC* derékszögű és egyenlőszárú háromszög (448. ábra) egy ilyen hasábnak merőleges átmetszete. A beeső *I* sugár az *AB* első lapot eltérés nélkül lépi át és visszaverődés miatt csak vajmi



448. ábra. Üveghasáb.

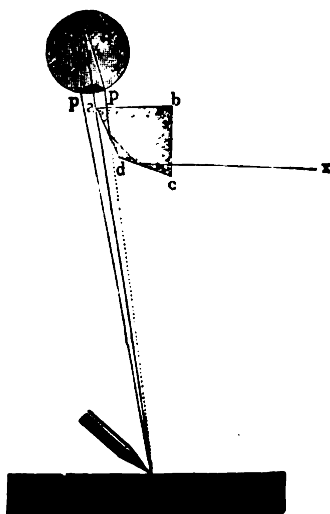


449. ábra. Egyenlőoldalú hasáb.

kevéssé gyengül (50), ellenben a második lapon, *BC*-n, teljesen visszaverődik, mert 45° alatt, tehát a határszögnél (58) nagyobb szög alatt esik reá; végre a harmadik lapon, vagyis *AC*-n át merőlegesen lép ki.

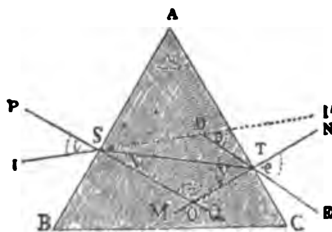
Hogy megmutassuk, hogy az *E* sugár mennyivel intenzivebb a közönséges visszaverődéssel eltérített sugárnál, egy második derékszögű hasábot, *HAK*-t, szorosan az első hasáb mellé akként helyezünk el, a mint a 448. ábra mutatja; ezután a két hasábra napsugárnyalábot vetünk és a megvilágításbeli különbséget az *EE'*-be helyezett ernyőn figyeljük meg.

Ha a hasáb merőleges átmetszete egyenlőoldalú (449. ábra), az *M* lapra merőlegesen beeső *I* sugár az *MN* lapon 60°-ú szög alatt teljes visszaverődésben részesűl, és merőlegesen esik a harmadik lapra, melyen át az eredeti irányával 60°-ú szöget alkotva, lép ki.



450. ábra. Világos kamara.

A teljes visszaverődésű hasábok mint **világos kamarák** (camera lucida) alkalmazhatók a tárgyak lerajzolására. E végből a pupillát oly közel tartjuk a hasáb éléhez, hogy fele része közvetetlenül foghassa fel az iróón csúcsából (450. ábra) kiinduló sugarakat, a másik fele pedig az *abcd* hasábból kétszeri teljes visszaverődés után kilépő nyalábot fogja fel.



451. ábra. Sugártörés a hasábban.

62. Lássuk most, hogy miként téríttetik el az olyan sugár, mely a hasáb második lapjára a határszögnél kisebb szög alatt esik s ennélfogva a levegőbe kilép.

Az *IS* beeső sugár (451. ábra) feküdjék a hasáb merőleges metszetében, *BAC*-ben; első ízben való törésekor a *PQ* beesési merőlegeshez

közeledik és a hasábban ST irányban halad; ezután egy második törésben részesül, melyben az MN második beesési merőlegestől távolodva a TE irányt követi, úgy, hogy **a sugár eltérítése** (deviatio) az EDI' szöggel van meghatározva. És azonnal látjuk, hogy a sugár a hasáb A törő élétől távozik, BC alapjához pedig közeledik, úgy, hogy az E-ben levő szem a sugárzó pontnak a csúcs felé felemelt látszólagos képét (**28**) látná.

A δ eltérítés függ az n törésmutatótól, a v *törőszögtől* és az i beesési szögtől. Valóban, az SDT háromszögre nézve

$$\delta = (i - x) + (e - y) = i + e - (x + y).$$

De ha úgy $x + y$-hoz, mint v-hez z-t adjuk, két derékszöget nyerünk, ennélfogva

$$x + y = v \tag{1}$$

és

$$\delta = i + e - v. \tag{2}$$

Ezek az egyenletek és az S és T-ben való törésre vonatkozó

$$\left.\begin{aligned} \sin i &= n \sin x \\ \sin e &= n \sin y \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

egyenletek teljesen meghatározzák nem csupán a δ eltérítést, hanem még e, x és y-t is, feltéve, hogy n, v és i ismeretes.

63. Ugyanezen egyenletekből, némileg bonyolódott számítás útján, arra az eredményre jutunk, hogy ha az i beesési szöget folytonosan változtatjuk, vagy a mi egyre megy, ha a hasábot mindig egyazon irányban forgatjuk, a δ eltérítés kisebbedik, elér egy bizonyos minimumot, s ezután ismét növekszik. És kimutatható, hogy az **eltérítés minimuma** akkor áll be, midőn

$$i = e, \text{ tehát ha } x = y,$$

vagyis midőn a belépő a kilépő sugár a hasáb A csúcsára vonatkozólag szimmetrikus.

Ebben a különös esetben (1)-ből

$$2x = v,$$

és (2)-ből:

$$\delta = 2i - v,$$

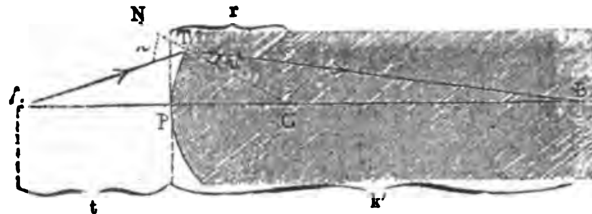
mely értékekre nézve keletkezik a (3) alatti egyenletekből

$$n = \frac{\sin {}^1\!/_2 (\delta + v)}{\sin {}^1\!/_2 v}, \qquad (4)$$

mely egyenletet a törésmutatók meghatározásakor rendszerint használjuk, mert a minimális eltérítés és a törő szög nagyobb szabatossággal mérhető, mint a beesési és a törési szög.

64. Ha a sugártörés törvényének eme folyományait igazolni akarjuk, különösen pedig, ha a törésmutatók méréséhez hozzálátunk, új jelenséggel fogunk találkozni: a Nap fehér sugárai a hasábból színesen lépnek ki. Ha egyszerűség kedvéért ezt a tüneményt egyelőre figyelmen kívül akarjuk hagyni, fényforrásúl a sós borszesznek sárga lángját alkalmazhatjuk, vagy pedig a heliostat (**31**) nyílása elé vörös üveget teszünk.

65. A sugártörés törvényei (**53**) akkor is érvényesek, midőn a két közeg elválasztó felülete görbe, mely esetben a beesési és a törési szögeken azokat a szögeket értjük, melyeket a beeső és a megtört sugarak a felületnek a beesés pontjában emelt normálisával bezárnak.



452. ábra. Sugártörés görbe felületen.

Tegyük fel, hogy a fénysugarak levegőből üvegbe haladnak egy olyan gömbfelületen keresztül, melynek görbületi középpontja *C.* (452. ábra). Vegyünk figyelembe egy nyalábot, melynek sugarai egyazon pontból indulnak ki, vagy a mint mondani szokás, egy *homoczentrikus nyalábot.* Az *A* sugárzó pontból kiinduló szám-

talan sugár közül a középpont felé haladó sugár a gömbbe a P ponton át lép a nélkül, hogy eltéríttetnék. Egy másik, $ATNi$ szög alatt belépő nyaláb az üvegben TB irányt vesz fel; $CTB = r$ törési szögére nézve áll (56):

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1} = n, \tag{1}$$

hol n_1 és n_2 az első, illetőleg második közegnek, tehát a mi esetünkben a levegőnek és az üvegnek abszolut törésmutatója, n pedig az üvegnek a levegőre vonatkozó mutatója.

Az ATC, CTB és ATB háromszögek a következő egyenlőségeket szolgáltatják:

$$\frac{\sin ATC}{\sin TAC} = \frac{CA}{CT}, \quad \frac{\sin CBT}{\sin CTB} = \frac{CT}{CB}, \quad \frac{\sin TAC}{\sin CBT} = \frac{TB}{TA},$$

melyekből, ha a megfelelő tagokat összeszorozzuk, ered:

$$\frac{\sin ATC}{\sin CTB} = \frac{CA}{CB} \cdot \frac{TB}{TA}.$$

De ATC szögnek és az i beesési szögnek egyenlő sinusuk van, tehát (1) figyelembe vételével:

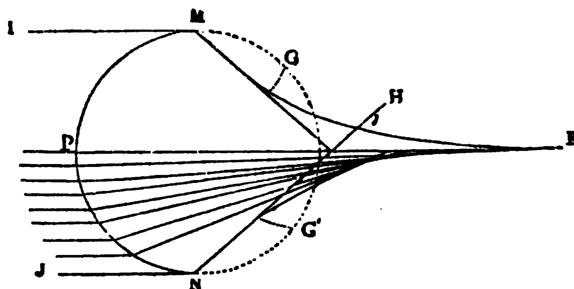
$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{CA}{CB} \cdot \frac{TB}{TA},$$

és szintén

$$\frac{n_2}{n_1} \cdot \frac{CB}{CA} = \frac{TB}{TA}. \tag{2}$$

66. Ez az egyenlet a megtört sugarak grafikai meghatározására szolgálhat, és mutatja, hogy a T beesési pont változásával B pont általában véve elmozdul, úgy, hogy az A-ból származó megtört sugarak nem egyetlen pontba futnak össze, hanem forgásfelületeken (diakausztikus felületeken) metszik egymást, melyek hasonlók a gömbtükröknél említett *(katakausztikus)* gyujtófelületekhez (36). Megfigyelhetjük őket egy vizzel telt pohár fenekén, ha a poharat a napsugarak felé fordítjuk. A GFG' görbe vonal (453. ábra) azon kausztikus felületnek tengelymenti

metszetét mutatja, mely az *MPN* törő felületen átmenő *IMJN* párhuzamos nyalábtól származik. Az *F* csúcsban találkoznak a **czentrális sugarak,** melyek a felületet merőlegesen vagy csaknem merőlegesen érték.



453. ábra. Sugártörés görbe felületen.

67. Ha gondunk van rá, hogy a sugarak a felületre csak csekély szögek alatt essenek, azaz hogy a beesési pontok, mint *T* (452. ábra), igen közel legyenek *P*-hez, a megtört sugarak mindegyike megközelítőleg *B*-be fog jutni; ekkor az $AT - AP$ és $BT - BP$ különbségek elhanyagolhatók, minélfogva a (2) alatti képlet megközelítőleg ezt az alakot ölti:

$$\frac{n_2}{n_1} \cdot \frac{CB}{CA} = \frac{BP}{AP},$$

vagy pedig, ha $CP = r$, $AP = t$ és $BP = k'$ tétetik;

$$\frac{n_2}{n_1} \cdot \frac{k' - r}{t + r} = \frac{k'}{t}, \tag{3}$$

mely alak egyértékű a következővel:

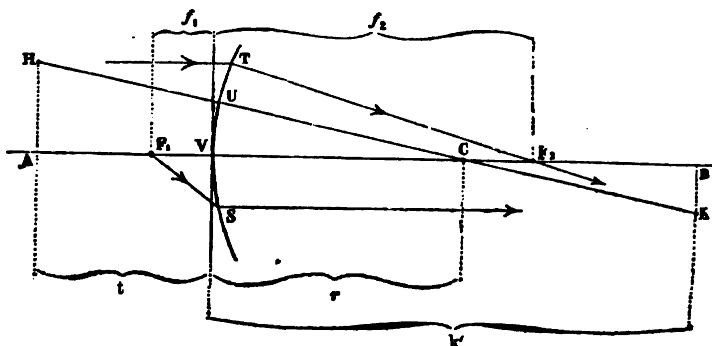
$$\frac{n_1}{t} + \frac{n_2}{k'} = \frac{n_2 - n_1}{r}. \tag{4}$$

Innét kitünik, hogy k' értéke független a sugarak különböző hajlásától, minélfogva valamely *A* pontból kiinduló sugarak egyazon *B* pontban futnak össze, mit akként szoktunk kifejezni, hogy *a homoczentrikus sugarak homoczentrikusak maradnak, midőn valamely sugártörő gömbfelületen mennek át, feltéve, hogy a beesési szögek igen kicsinyek.*

Ha a beeső sugarak B-ből indulnának ki, a kölcsönösség törvényénél (55) fogva a törés után A-ban keresztezzék egymást. E két pontot **konjugált pontnak** nevezzük, és a (4) alatti egyenletet, mely a gömbfelülettől való t és k' távolságaikat összefűzi, a konjugált pontok *minta-egyenleté*nek mondjuk.

68. Ez az egyenlet érvényes, bárminő is az A sugárzó pontnak a gömbfelületre vonatkozó helyzete, feltéve, hogy a sugarak, melyek e felületre esnek, ezt csaknem merőlegesen érik.

Minden más, a törő felülettől ugyanazon $UH=t$ távolságban levő H pontnak (454. ábra) konjugált pontja (K) a HC czentrális sugáron, és pedig az $UK=k'$ távolságon fekszik.



454. ábra. Sugártörés görbe felületen.

Látjuk tehát, hogy a valamely gömbszelethez tartozó pontoknak képe egy másik gömbszeleten fekszik. De ha azt akarjuk, hogy az erre a következményre vezető (4) alatti egyenlet érvényes maradjon, kell, hogy ezek a gömbszeletek csekély nyílásúak legyenek, a minthogy csekély nyílásúnak kell lennie a TS gömbszeletnek is, mely a sugártörést létesíti. Ilyetén megszorítások mellett a gömbszeleteket érintő síkjaikkal helyettesítve képzelhetjük, mi nem fog észrevehető hibákra vezetni.

A törő felület ily módon vissza lévén vezetve egy csekély nyílású gömbszeletre, ha ennek tengelyéül a csúcsától (V) és a görbületi középpontjától (C) meghatározott egyenest veszszük,

mondhatjuk, hogy *a tengelyre merőleges valamely sík minden pontjának képe egy másik, a tengelyre szintén merőleges síkban fekszik.* Két ilyen természetű síkot, hogy az egyiknek mindegyik pontja a másik sík egy pontjának a konjugáltja, **konjugált síknak** nevezünk.

69. Jelöljük f_1-gyel azt az értéket, melyet t-re nézve nyerünk, ha (4)-ben $k' = \infty$ tétetik, úgy

$$\frac{n_1}{f_1} = \frac{n_2 - n_1}{r}, \qquad (5)$$

és f_2 legyen k'-nek az az értéke, mely $t = \infty$-nek felel meg, ekkor

$$\frac{n_2}{f_2} = \frac{n_2 - n_1}{r}. \qquad (6)$$

A V csúcstól számított

$$f_1 = \frac{n_1 r}{n_2 - n_1} \qquad (5a)$$

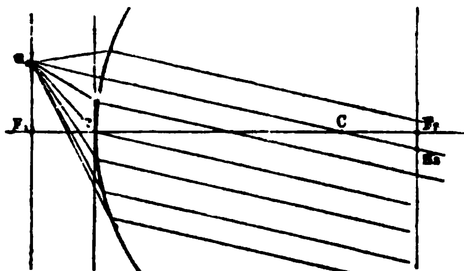
távolság meghatározza a CV tengelyen azt a helyet, melyen az A fénypontnak lennie kell, hogy a megtört sugarak egyesülési pontja végtelenben legyen, azaz hogy a tengelylyel párhuzamos nyalábot alkossanak. Ezt a helyet F_1-gyel fogjuk jelölni és **első gyujtópontnak** fogjuk nevezni.

A V-től a második közeg felé számított

$$f_2 = \frac{n_2 r}{n_2 - n} \qquad (6a)$$

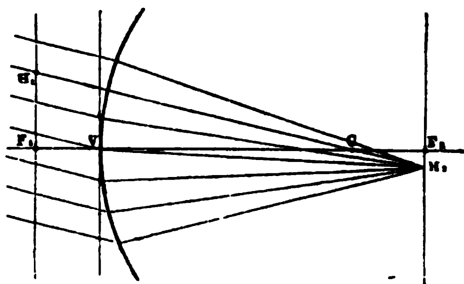
távolság ellenben meghatározza a VC tengelylyel párhuzamosan beeső nyalábnak a törés után való F_2 egyesülési pontját. E pontot **második gyujtópontnak** nevezzük.

Az F_1-ban és F_2-ben a tengelyre merőlegesen emelt síkokat **első**, illetőleg **második gyujtósíknak** fogjuk nevezni. Az első gyujtósíkon fekvő H_1 fénypontból (455. ábra) kiinduló sugarak a törés révén párhuzamosakká válnak a H_1C egyenessel, mely a fénypontot a középponttal köti össze a H_1C-vel



455. ábra. Első gyujtósík.

(456. ábra) párhuzamosan beeső nyaláb pedig oly nyalábot hoz létre, mely ezen egyenesnek és a második gyujtósíknak H_2 metszéspontjába hajlik össze.



456. ábra. Második gyújtósík.

70. Az F_1V első gyujtótávolság úgy viszonylik a másodikhoz, F_2V-hez, mint az első közeg törésmutatója a második közegéhez, mi a megelőző egyenletek megfelelő tagjainak osztásából közvetetlenül folyik:

$$\frac{f_1}{f_2} = \frac{n_1}{n_2}; \tag{7}$$

ha pedig a megfelelő tagokat kivonjuk, a gyujtótávolságok különbségeül a görbületi sugár hosszát nyerjük:

$$f_2 - f_1 = r. \tag{8}$$

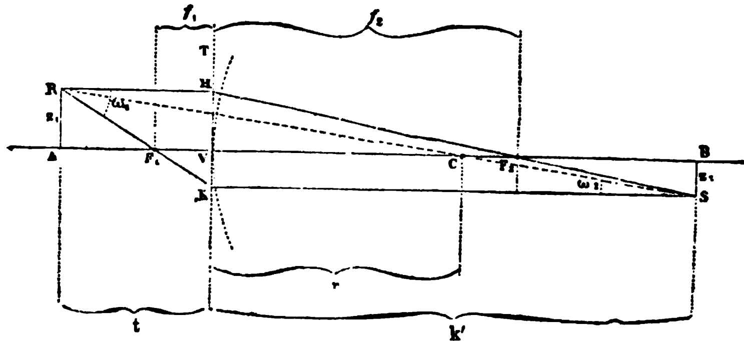
A konjugált pontok (4) alatti egyenletének könnyű szerivel

adhatunk még más, néha kényelmesebb alakot. E végből minden tagot elosztjuk az egyenlet jobb oldalán levő taggal és azután (5a) és (6a) szerint helyettesítjük a gyujtótávolságokat, mi a következő képletre vezet:

$$\frac{f_2}{k'} + \frac{f_1}{t} = 1, \qquad (4a)$$

melyről megjegyzendő, hogy a gömbtükrök képletébe (38) megy át, ha benne $f_2 = f_1 = \frac{r}{2}$ tétetik.

71. A **képek megszerkesztésére** térve át, megjegyezzük, hogy a mennyiben a gömbszeleteket érintő síkjaikkal helyettesíthetjük (68), nem szükséges, hogy az ábrákban a főmetszeteket megrajzoljuk, s elegendő, ha a főtengelyre merőleges egyenesekkel tüntetjük elő. Így a 457. ábrában a *TV* egyenes elő-



457. ábra. A kép megszerkesztése.

tüntetheti a gömbfelületet, mely a két közeget elválasztja; F_1 és F_2 a két gyujtópontot tünteti elő. Hogy a főtengelyen kívül eső *R* pont képét megszerkeszszük, húzzuk meg a tengelylyel párhuzamos *RH*-t; ez olyan sugarat tüntet elő, mely törés után átmegy az F_2 második gyujtóponton, s ezen a HF_2 sugáron kell lennie a keresett képnek; ezután húzzuk meg a RF_1 sugarat, mely *K*-ban megtöretvén, a tengelylyel párhuzamos *KS* sugárrá

válik, melyen szintén rajta kell lenni a képnek, mely tehát S-ben lesz, minek mintegy a próbája, hogy az S-t R-rel összekötő egyenes a C középponton megy át. A tengelyre merőlegeseket húzva, SB adja RA képét.

72. Az ACR és BCS hasonló háromszögekből

$$\frac{AR}{BS}=\frac{CA}{CB}=\frac{CV+VA}{VB-CV},$$

és a **nagyítás**, vagyis a kép K nagyságának viszonya a tárgy T nagyságához,

$$N_t=\frac{K}{T}=\frac{k'-r}{t+r},$$

és a **67.** p. (3) képlete és a **70.** p. (7) képlete révén:

$$\frac{K}{T}=\frac{n_1 k'}{n_2 t}=\frac{f_1 k'}{f_2 t}, \tag{9}$$

és szintén a **70.** p. (4a) képlete révén:

$$\frac{K}{T}=\frac{k'-f_2}{f_2}=\frac{f_1}{t-f_1}. \tag{10}$$

73. Legyen az RH és RK beeső sugaraktól bezárt szög ω_1, a megfelelő HS és KS megtörött sugaraktól bezárt szög pedig ω_2; az RKH és SKH derékszögű háromszögek a következő egyenlőségeket adják:

$$HK=HR \operatorname{tang}\omega_1=KS \operatorname{tang}\omega_2;$$

tekintve, hogy $HR=VA=t$ és $KS=VB=k'$ és figyelembe véve még a (9) alatti képletet, következik, hogy:

$$\frac{\operatorname{tang}\omega_1}{\operatorname{tang}\omega_2}=\frac{k'}{t}=\frac{n_2 K}{n_1 T}. \tag{11}$$

A sugarak összehajlása és a nagyítás közötti eme kapcsolatnak a következőkben hasznát fogjuk venni.

74. Mielőtt tovább mennénk, helyén való, hogy megállapodjunk az iránt, hogy a különböző esetekben minő jelekkel lássuk el a hosszakat, melyek a gömbfelületen át való törésre vonatkozó képletekben előfordulnak.

1. Eddigelé feltettük, hogy a felület a domborúságát fordítja a beeső sugarak felé, és az r görbületi sugarat hallgatagon pozitiv mennyiségnek tekintettük. Ha tehát olyan felületről fogunk szólani, mely homorúságát fordítja a beeső sugarak felé, r helyett $-r$ irandó.

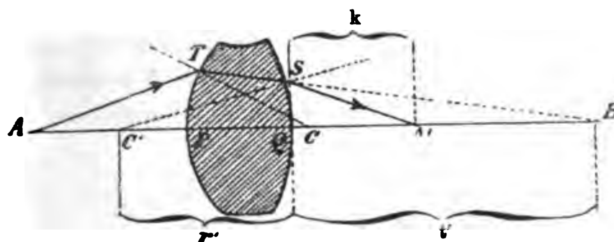
2. Mindig feltettük, hogy a beeső fény egy a gömb előtt levő pontból hajlik szét, és a fénypontnak a gömbfelülettől való távolságát a t pozitiv számmal fejeztük ki. De képzeljük az ellenkező esetet, azaz hogy a felületre összehajló nyaláb esik, minőt például egy gömbtükör szolgáltathat. Ekkor azt szoktuk mondani, hogy a fénypont *látszólagos* (virtuális), mert a fény a valóságban nem belőle indul ki, hanem feléje fut össze; ez az egyesülési pont a második közegben fekszik, tehát a megelőző képletekben t helyett $-t$ irandó.

3. A k' pozitiv számmal eddigelé a felület és a második közegben megtört sugarak egyesülési pontja közötti távolságot jelöltük; de ha a sugarak széthajlók volnának, a k' negativ szám fejezi ki a felületnek távolságát e sugarak meghosszabbításának egyesülési pontjától, vagyis a fénypontnak látszólagos képétől.

4. A T és K pozitív számok, melyekkel a tárgy egyik méretét és képének homolog méretét fejeztük ki; arra az esetre vonatkoztak, hogy a kép a tárgyhoz képest meg van fordítva. Ha tehát e méreteket ellenkező jelű számértékekkel fogjuk kifejezve találni, ebből majd azt következtetjük, hogy kép és tárgy a tengelynek egyazon oldalára van fordítva.

75. Ezek után tekintsük most azt az esetet, melyben az n_1 törésmutatójú közegből kiinduló és az r sugarú gömbi felületen át az n_2 törésmutatójú második közegbe törött fény e közegből kilép, és pedig r_1 sugarú homorú gömbi felületen át lép ki egy harmadik közegbe, melynek mutatója $n_3 < n_2$. Mint mindig, úgy most is csaknem merőleges beesésekre, vagyis csekély nyílású gömbszeletre fogunk szorítkozni. Valamely homoczen-

trikus nyaláb, mely széthajlólag esik az első törő felületre, homoczentrikus marad, és ennélfogva szintén homoczentrikusan lép ki a második felületen át. Tegyük fel, hogy *A* fénypont (458. ábra) a két gömb *C* és *C'* középpontját összekötő egyenesen van; az olyan sugarak, mint *TS*, melyek egy ízben már megtörettek, a helyett, hogy az üvegben tovább haladva *B*-ben egyesülnének, a második felületen, *SQ*-n át kilépnek,



458. ábra. Törés a lencsében.

hogy megközelítőleg egy másik *A'* pontban fussanak össze, mely pont *A*-nak **konjugált** pontja.

Legyen abszolut érték szerint $C'Q=r'$, $BQ=t'$, $QA'=k$; hogy a **67**. p. (4) képletét erre a második törésre alkalmazhassuk, figyelembe kell vennünk, hogy a közegekkel együtt a mutatók is változnak, hogy a sugarak domború felület helyett homorúra esnek, hogy végre a *B* pont, melyben a most beesőknek tekintendő sugarak egyesülnek, a törő felület mögött van; mindezeknél fogva (4)-ben n_1 helyett n_2, n_2 helyett n_3, r helyett $-r'$, t helyett t', k' helyett k teendő, s ekkor:

$$-\frac{n_2}{t'}+\frac{n_3}{k}=\frac{n_3-n_2}{-r'},$$

vagy pedig

$$\frac{n_3}{k}-\frac{n_2}{t'}=\frac{n_2-n_3}{r'},$$

mely egyenlet, tekintve hogy $k=PB-PQ$, és a lencse PQ vastagsága g-vel van jelölve, így alakul:

$$\frac{n_3}{k}-\frac{n_2}{k'-g}=\frac{n_2-n_3}{r'}. \qquad (12)$$

Ha ebből az egyenletből és a (4) alattiból k'-t kiküszöböljük, a második felületből kilépő sugarak egyesülési pontja k távolságának meghatározására a következőt kapjuk:

$$\frac{1}{\frac{n_1}{t}-\frac{n_2-n_1}{r}}+\frac{1}{\frac{n_3}{k}-\frac{n_2-n_3}{r'}}+\frac{g}{n_2}=o. \qquad (13)$$

Hogy a kilépő sugarak párhuzamosak legyenek, vagy a mi ugyanazt mondja, hogy $k=\infty$ legyen, az A pontnak olyan a távolságban kell az első felülettől lennie, mely eleget tesz a következő egyenletnek:

$$\frac{1}{\frac{n_1}{a}-\frac{n_2-n_1}{r}}-\frac{r'}{n_2-n_3}+\frac{g}{n_2}=o,$$

honnét

$$a=\frac{n_2r'-(n_2-n_3)\,g}{n_2\,(n_2-n_3)\,r+n_2\,(n_2-n_1)\,r'-(n_2-n_1)\,(n_2-n_3)\,g}\,n_1r. \qquad (14)$$

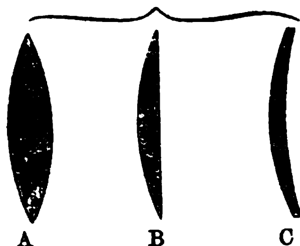
Viszont, ha a sugarak az első közegben párhuzamosak, azaz ha $t=\infty$, a kilépő sugarak a második felülettől számított következő a' távolságban fognak egyesülni:

$$a'=\frac{n_2r-(n_2-n_1)\,g}{n_2\,(n_2-n_3)\,r+n_2\,(n_2-n_1)\,r'-(n_2-n_1)\,(n_2-n_3)\,g}\,n_3r'. \qquad (15)$$

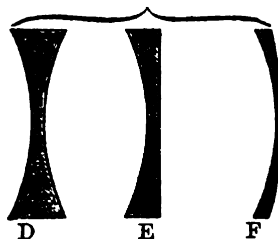
76. Már most a gyakorlatban leginkább előforduló esetre fogunk szorítkozni, azaz a **lencsék**kel fogunk foglalkozni, vagyis azokkal a legtöbbnyire átlátszó üvegű testekkel, melyeket rendszerint két gömbi felület határol s melyek a levegőbe merülnek.

A lencsék vagy **gyűjtő** lencsék (459. ábra), vagy **szóró** lencsék (460. ábra) a szerint, a mint a párhuzamos sugarakat összegyűjtik vagy szétszórják, mit napfénynyel mutathatunk ki, ha a levegőt füsttel telítjük, hogy a nyaláb láthatóvá váljék (6). Az első csoportba tartozik a *kétszer-domború* (biconvex)

lencse *(A)*, a *sík domború* (planconvex) lencse *(B)* és a *homorú-domború* (concav convex) lencse vagy *gyűjtő meniszkus (C)*; a másodikba a *kétszer-homorú* (biconcav) *(D)*, a *sík homorú* (plan-concav) *(E)* és a *domború-homorú* (convex concav) lencse vagy *szóró meniszkus (F)*.



459. ábra. Gyűjtő lencsék.



460. ábra. Szóró lencsék.

Észrevehető, hogy a gyűjtő lencsék a közepükön vastagabbak, a szórók pedig vékonyabbak mint a szélükön.

Valamely lencse *görbületi középpontjai* az őt határoló gömbi felületek középpontjai; az *optikai tengely* az az egyenes, mely mind a két felületre merőleges, és ennélfogva vagy mind a két görbületi középponton megy át, vagy pedig az egyedüli középpontból a sík felületre merőlegesen van állítva.

77. Gyakorlati szempontból legtöbbnyire olyan vékony lencséket szoktak tárgyalni, hogy vastagságuk elhanyagolható. Mi is első sorban az úgynevezett **végtelenül vékony lencséket** fogjuk tekinteni. Ezekre nézve a **75.** pont (12)-ben $n_3 = n_1$ és $g = o$ teendő; ha ezután ezt az egyenletet a **67.** p. (4) alatti egyenletéhez adjuk, és ha az abszolut mutatók helyett a viszonylagosat (56) írjuk, vagyis ha

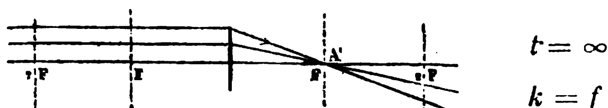
$$\frac{n_2}{n_1} = n$$

tétetik, úgy a lencséknek a következő minta-képletét nyerjük:

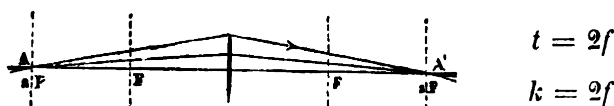
$$\frac{1}{t} + \frac{1}{k} = (n-1)\left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'}\right). \qquad (1)$$

A sugárzó pont és a képe, melyek a lencsétől t, illetőleg k távolságban vannak, *konjugált pontok,* mert ha a beeső sugarak a második pontból indulnának ki, a kilépők az elsőben kereszteznék egymást.

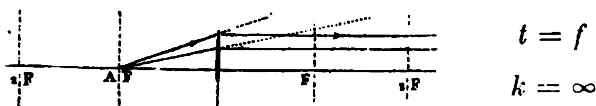
78. Az (1) egyenlet segítségével vizsgáljuk meg, hogy az A fénypont változásával miként helyezkedik el az A' kép. Legyen először A végtelen távolságban, vagyis essenek a lencsére a tengelylyel párhuzamos sugarak. A kilépő sugarak az F **gyujtó-**



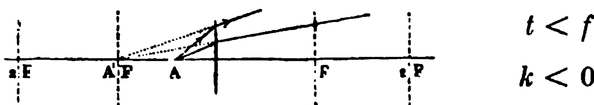
461. ábra. A tárgy a végtelenben, a kép a gyújtópontban.



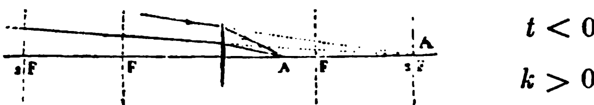
462. ábra. A tárgy és kép a kétszeres gyújtótávolságban.



463. ábra. A tárgy a gyújtópontban, a kép a végtelenben.



464. ábra. A tárgy a gyújtótávolságon belül.



465. ábra. A tárgy a lencse mögött, a gyújtótávolságon belül.

pontban (461. ábra) futnak össze, a melynek a lencsétől való f távolságát (gyujtótávolság) (1)-ből nyerjük, ha benne $t=\infty$ tétetik, azaz

$$\frac{1}{f}=(n-1)\left(\frac{1}{r}+\frac{1}{r'}\right). \tag{2}$$

Ennélfogva az (1) egyenlet így is irható:

$$\frac{1}{t}+\frac{1}{k}=\frac{1}{f}. \tag{3}$$

Midőn A véges távolságba jut, k növekszik, vagyis az A' kép távolodik a lencsétől.

Midőn $t=2f$ (462. ábra), k szintén $=2f$, és a konjugált pontok egyenlő távolságúak.

Ha t-t még tovább csökkentjük, k azért tovább növekszik, és ha $t=f$ (463. ábra), úgy $\frac{1}{k}=o$, vagyis A képe végtelenbe megy, a kilépő sugarak párhuzamosak.

A $t<f$ (464. ábra) értékek mellett k értéke negativ, a mi azt mondja, hogy a kilépő sugarak széthajolnak, és k abszolut értéke azt a távolságot méri, a melyben a sugarak egymást a lencse előtt (A'-ben) metszik, ha terjedésökkel ellenkező irányban meghosszabbíttatnak. Ily esetben A képe látszólagos.

Ha végre a lencsére egy nyaláb esnék, melynek sugarai a t távolságban levő A pont felé (465. ábra) futnak, úgy t negativ volna (74, (2)), és az abszolut értéket (3)-ba téve,

$$\frac{1}{k}=\frac{1}{f}+\frac{1}{t}$$

volna, vagyis k mindig pozitivnak adódnék ki és a kép mindig valódi volna.

79. A (3) egyenlet taglalásából kapott emez eredmények akként igazolhatók, hogy a lencsét először is a párhuzamos napsugaraknak teszszük ki, hogy meghatározzuk gyujtótávolságát, f-et; azután a lámpa és ernyő közé helyezzük és a távolságokat úgy szabályozzuk, hogy a lámpa képe az ernyőn tisztán jelenjék meg (45).

80. Az (1) képletet egy kétszer-domború lencsét tekintve, vezettük le, de azért a képlet általános. Valóban, ha sík-domború lencsékre akarjuk alkalmazni, csak azt kell meggondolnunk, hogy a sík végtelen sugarú gömbnek tekinthető, tehát benne $r' = \infty$ teendő, úgy, hogy ez esetben a **78.** pontnak a *gyujtótávolságot* kifejező (2) képlete ez:

$$\frac{1}{f} = (n-1)\frac{1}{r} \qquad (2a)$$

A meniszkusokra nézve elegendő, ha a sugarak egyikének jelét ellenkezőre változtatjuk, a mikor is:

$$\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'}\right) \begin{cases} r < r' \\ r > r' \end{cases} \qquad (2b)$$

mi gyüjtő vagy szóró meniszkusra vonatkozik a szerint, a mint f pozitiv vagy pedig negativ, vagyis a mint r kisebb, illetőleg nagyobb r'-nél.

Valóban, a szóró lencsék a rájuk eső párhuzamos sugarakat széthajlókká teszik, miért is a kép látszólagos és a gyujtó távolság negativ.

A sík-homorú lencsékre nézve $r < o$, $r' = \infty$, tehát

$$\frac{1}{f} = -(n-1)\frac{1}{r}, \qquad (2c)$$

és a homorú-homorúakra nézve

$$\frac{1}{f} = -(n-1)\left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'}\right). \qquad (2d)$$

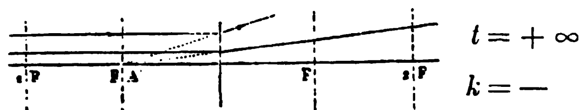
81. Ha ezek után a **78.** p. (3) képletébe f abszolut értékét viszszük be, a szóró lencsékre nézve kapjuk:

$$\frac{1}{t} + \frac{1}{k} = -\frac{1}{f} \text{ vagy szintén } k = -\frac{f}{1+\frac{f}{t}}. \qquad (3a)$$

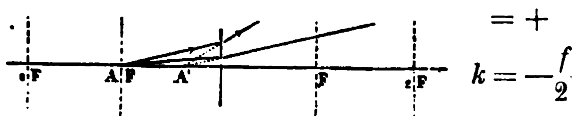
A közben tehát, hogy az A sugárzó pont (466. és 467. ábra) végtelen távolságból kiindulva mindaddig közeledik, míg nem a

lencsével érintkezik, A' képe mindig látszólagos marad és az f távolságból o-ig mozdul el.

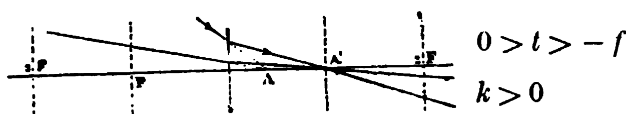
Ha pedig a beeső sugarak valamely A pont (468. ábra) felé hajlanak össze, t értéke (3a)-ban negativ; és ha $[t]$-vel jelöljük t abszolut értékét, úgy k pozitiv mindaddig, míg $\frac{f}{[t]} > 1$, vagyis $[t] < f$,



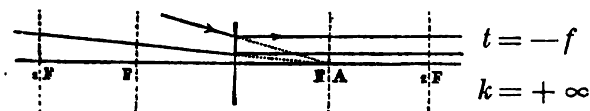
466. ábra. Látszólagos kép.



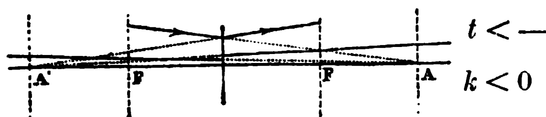
467. ábra. Látszólagos kép.



468. ábra. Valódi kép.



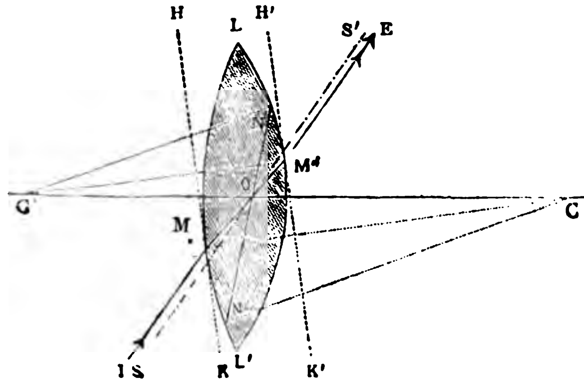
469. ábra. A kép a végtelenben.



470. ábra. A kép negativ.

és akkor az A' kép valódi. De $k = \infty$ (469. ábra), ha $[t] = f$; és k negativ akkor (470. ábra), midőn $[t] > f$, mely esetben az A' kép a lencse előtt fekszik és látszólagos.

82. Hogy azt az esetet is tárgyalhassuk, midőn a fénypont nincs az optikai tengelyen (**76**), térjünk vissza az *LL'* kétszer domború lencséhez (471. ábra), melynek középpontjai *C* és *C'*, és húzzunk ezekből párhuzamos félátmérőket, *CM* és *C'M'*-t. Nyilvánvaló, hogy az *M* és *M'*-ben a gömbfelületekhez vont



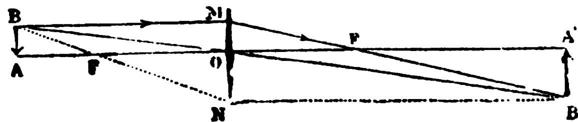
471. ábra. A középponton átmenő sugarak.

HK és *H'K'* érintő síkok szintén párhuzamosak. Ennélfogva az a sugár, mely a lencsét *M*-től *M'* felé járja át, olyan körülmények között van, mintha a *HK* és *H'K'* párhuzamos lapokkal határolt lemezen hatolna át, és ennélfogva (**55**) az *IM* beeső sugár, melyből *MM'* származik, és az ennek megfelelő kilépő *M'E* sugár egymással párhuzamos.

Jelöljük *O*-val *MM'*-nek a *CC'* optikai tengelylyel való metszéspontját. E pont az **optikai középpont,** és az a tulajdonsága van, hogy benne kereszteződnek mindazok a sugarak, melyek irányát a lencse nem változtatja meg. Valóban, mivel a *CMO* és *C'M'O* háromszögek szögei egyenlők, *O* pont *CC'*-et a *CM* és *C'M'* görbületi sugarakkal arányos részekre osztja és ha *O* ponton át tetszésszerinti irányban valamely *NN'* egyenest húzunk, a *CNO* és *C'N'O* háromszögek szintén hasonlók, és a *CN* és *C'N'* beesési merőleges épen úgy, mint *CM* és *CM'*, egymással párhuzamos.

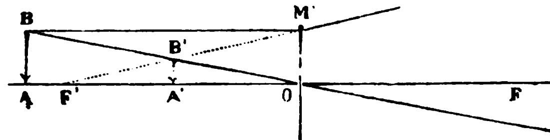
83. Ha a lencse, miként most felteszszük, igen vékony, az *IM* beeső és az *M'E* kilépő sugarak csaknem összeesnek *SS'*-sel, mely velük párhuzamos és az *O* optikai középponton megy át. És ekkor feltehetjük, hogy az optikai középponton átmenő sugarak útjokat ugyanazon *SS'* **melléktengelynek** nevezett egyenes mentén folytatják.

84. Ezt megállapítva és folyton feltéve, hogy a sugarak a lencsét csaknem merőlegesen találják (67) és a tengelylyel igen kicsiny szögeket zárnak be, minden sugárzó pontnak képe a hozzá



472. ábra. Kép szerkesztése a gyűjtő lencsén.

tartozó melléktengelynek valamely pontjában fog feküdni, úgy, hogy ha ismerjük a gyujtótávolságot (78), vajmi könnyen megszerkeszthetjük valamely *B* pont (472. ábra) képét.



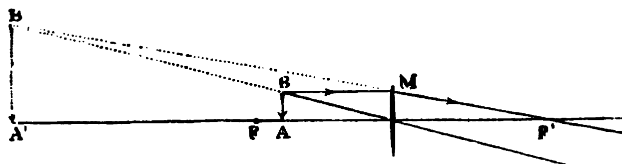
473. ábra. Kép szerkesztése a szóró lencsén.

Meghúzzuk a *BO* melléktengelyt s az optikai tengelylyel párhuzamos *BM* sugarat, mely az *F'* gyujtópont felé töretik, és *B'*-ben, hol *BO* és *MF'* találkozik, van a keresett kép, mely nyilván fordított állású.

A 473. ábra hasonló szerkesztést tüntet elő szóró lencsére nézve, mely esetben a kép látszólagos és egyenes állású.

Ugyancsak látszólagos a kép a 474. ábrán előtüntetett esetben, mikor is a sugárzó pont a gyüjtő lencse s ennek gyujtópontja között van.

Észrevehető, hogy mikor a kép látszólagos, a fényponttal együtt a tengelynek egyazon oldalán van; ellenben a tengely a két konjugált pont között van akkor, midőn a kép valódi.



474. ábra. Látszólagos kép a gyűjtő lencsén.

85. Ha két tetszőleges konjugált ponton, pl. B és B'-n keresztül (472. ábra) a tengelyre merőleges síkokat állítunk, az egyik sík bármely pontjának képe a másik síkon fog feküdni. Ez okból **konjugált síkoknak** nevezzük. Hogy erről meggyőződjünk, elég kimutatnunk, hogy e síkoknak a tengelylyel való A és A' metszéspontjai eleget tesznek a konjugált pontok egyenletének (78):

$$\frac{1}{t}+\frac{1}{k}=\frac{1}{f}. \qquad (3)$$

Az ABF, ONF és $A'B'F'$, OMF' hasonló háromszögekből:

$$AB : ON = AF : OF, \qquad A'B' : OM = A'F : OF',$$

honnét, ha a megfelelő tagokat sokszorozzuk és figyelembe veszszük, hogy $AB = OM$, $A'B' = ON$, a megelőző jelöléseket megtartva, kapjuk:

$$1=\frac{(t-f)(k-f)}{f^2},$$

vagy ha ismét a következő jelzéssel élünk:

$$t-f=\tau, \quad k-f=\varkappa,$$

úgy

$$1=\frac{\tau\varkappa}{f^2},$$

mely egyenlet teljesen egyértékű a (3) alattival.

Ebből tehát következtethetjük, hogy valamely tárgynak,

vagy jobban mondva az optikai tengelyre merőleges síkon levő alaknak a képe pontról pontra a megfelelő konjugált síkon fekszik.

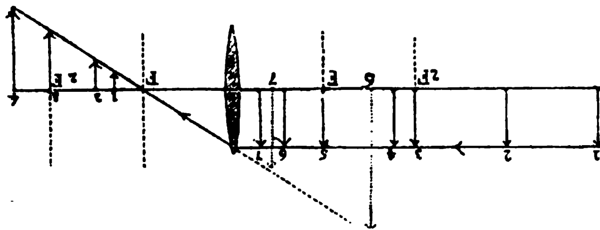
86. Az ABO és $A'B'O$ háromszögeket megtekintve azonnal látjuk, hogy az $A'B'=K$ kép és az $AB=T$ tárgy úgy viszonylik, mint a lencsétől való távolságuk:

$$\frac{K}{T}=\frac{k}{t}, \tag{4}$$

és a megelőző egyenlet révén:

$$\frac{K}{T}=\frac{1}{\frac{t}{f}-1}. \tag{5}$$

Mivel ez a képlet gyüjtő lencsére nézve azon feltevéssel vezettetett le, hogy a kép valódi s ennélfogva fordított: mindazon esetekben, midőn a $t<f$ értékek mellett k-ra nézve negativ értékeket fog adni, azt fogja mondani (**74**, (4)), hogy egyenes állású, tehát látszólagos képek forognak szóban (**84.** 474. ábra).



475. ábra. A tárgy és kép helyzete a gyűjtő lencsén.

Midőn $t>2f$, (5)-ből következik, hogy $0<K<T$. Vagyis, midőn a tárgy a kétszeres gyujtótávolságon túl fekszik, képe valódi és kicsinyített, miként a 475. ábra *1.* és *2.* esete mutatja.

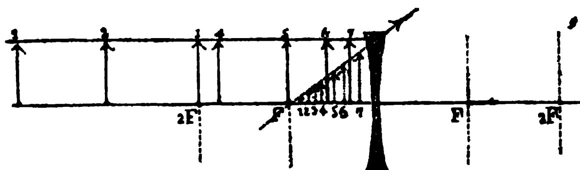
Midőn $t=2f$, akkor $K=T$. A kétszeres gyujtótávolságban a kép fordított, de a tárgygyal egyenlő (*3*, a 475. ábrában).

Ha $2f>t>f$, ekkor $K>T$. Vagyis midőn a tárgy a gyújtópont és a kétszeres gyujtótávolság között van, képe, mely mindig valódi, nagyítva jelenik meg. (*4*, 475. ábra).

Végre, midőn $t<f$, ekkor $K<o$, mi azt mondja, a lencse és

a gyujtópont között levő tárgynak egyenes állású, valódi és mindig nagyított képe van (*6*, *7*, 475. ábra).

87. Az olvasó szorgalmára bízzuk, hogy a (4) képletet, a **81.** p. (3*a*) képletével egybevetve, a szóró lencsékre alkalmazza. Könnyű felismerni, hogy ez esetben a képek mindig látszólagosak, hogy a lencse előtt a gyujtóponton belül keletkeznek, és hogy annál inkább kicsinyítettek, mentül távolabb van a tárgy (476. ábra).



476. ábra. A tárgy és kép helyzete a gyüjtő lencsén.

88. Mindezek az eredmények a **45.** pontban jelzett módon igazolhatók; a láng helyett üvegre metszett s hátulról erősen megvilágított skálát használunk. De ha azt akarjuk, hogy a képek tiszták és a tárgyhoz hasonlók legyenek, figyelembe kell vennünk mindazokat az egyszerűsítéseket, melyeket a beigazolandó képletek levezetésében tettünk.

Mindenekelőtt fel kell tartóztatnunk az optikai tengelytől nagyon elhajló sugarakat, s ennélfogva csak oly gömbszeleteket szabad alkalmaznunk, melyeknek nyilása csak néhány fokra rúg, és a melyeknek felülete annál kisebb, mentül görbültebbek; máskülönben elmosódott és eltorzított, vagy általános kifejezéssel élve, **gömbi eltéréseket** előtüntető képeket nyerünk. A szélekből kilépő sugarak a lencséhez közelebb eső pontokban találkoznak, mint a czentrális sugarak, mihez hasonlót a **453.** p. ábrájában láthatunk.

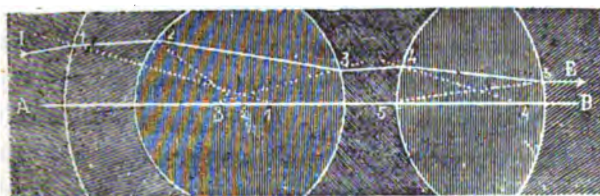
89. A lencsét **aplanatikusnak** nevezzük, ha a gömbi eltérés hibájában nem szenved, azaz ha minden fénypontra nézve

a kilépő sugarak, vagy meghosszabbításaik, egészen szigorúan egy pontban találkoznak. Kimutatható, hogy a gömbi lencsék csak megközelítőleg lehetnek aplanatikusak.

De gyakran van szükségünk rövid gyujtótávolságú s ennélfogva (80) erősen görbült lencsékre, és ha ezeket nagyon kicsinyeknek készítenők, ezzel a képek intenzitásának, vagy mint mondani szokás, **világosságának** ártanánk. Ilyenkor inkább több gömbi lencsét egyesítünk oly módon, hogy egymást kölcsönösen javítsák, mint hogy megküzdjünk azokkal a tetemes nehézségekkel, melyekkel a gömbtől eltérő görbületek készítése jár.

90. Mindazonáltal még ha a lencsék, vagy a lencserendszer megközelítőleg aplanatikusokká tétetnek is, megeshetik, hogy a konjugált gyujtópontok távolsága a valóságban eltér a kiszámított távolságoktól; ez onnét van, hogy az eddigelé követett megközelítőleges elméletben a lencsék vastagságát elhanyagoltuk (77) és ennélfogva feltettük, hogy az irányuktól el nem térített és csupán önmagukkal párhuzamosan eltolt sugarak egyazon melléktengelyben (82) esnek össze.

91. A következőkben a **vastag lencsék Gauss-féle elméletének** vázlatát fogjuk előterjeszteni, s e végből egy még általánosabb esetet fogunk tárgyalni.



477. ábra. Czentrált lencse-rendszer.

Ki fogunk ugyanis terjeszkedni egy **czentrált rendszerre**, azaz olyanra, mely több átlátszó közegből áll, melyek az *1, 2, 3, 4,*... (477. ábra) gömbi felületektől akként vannak egymás-

tól elkülönítve, hogy ezek középpontjai egyazon AB egyenesen, a **rendszer tengelyén** feküsznek.

A 477. ábrában fel van tételezve, hogy a hat közeg balról jobbra menőleg fokozódó törőképesség szerint következik egymásra, mert a sugár akként van felrajzolva, hogy minden egyes felületen való átmenetben a beesési merőlegeshez közeledik.

92. A legtöbb esetben nem fontos, hogy megismerkedjünk az $I12345E$ töredezett vonalnak egész menetével, melyet a sugártörés törvénye és minden egyes közeg törésmutatójának ismerete révén tárgyalhatnánk; elegendő, ha meghatározzuk az utolsó közegbe lépő E sugár irányát, feltéve, hogy az első közegben haladó I beeső sugáré adva van. Ez oknál fogva fontosak az optikai rendszereknek úgynevezett **sarkalatos tulajdonságai,** melyeket geométriai tételek módjára vezetünk le, s melyek a jeleztük feladatmegoldására kényelmes eszközöket szolgáltatnak.

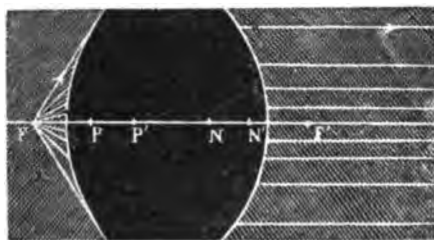
E tételek csakis **czentrális sugarakra (66)** vonatkoznak és annál nagyobb megközelítéssel érvényesek, mentül kisebb részét teszi az egész gömbfelületnek az a gömbszelet, melyet a tengely körül a sugarak érnek. Levezetésükben tehát felteszszük, hogy a fénysugarak a rendszer tengelyével és a válaszfelületek különböző beesési merőlegeseivel oly csekély szögeket zárnak be, hogy ezeket sinusaikkal vagy tangenseikkel csak úgy mérhetjük, mint az oldalak közé zárt ívekkel.

Ez esetben, melyhez minden gyakorlati eset közel jár, könnyű kimutatni, hogy az első közegbeli homoczentrikus nyaláb **(67)** szintén homoczentrikus kilépő nyalábot ad az utolsó közegben. Valóban, az első közegbeli A fénypontnak megvan a maga konjugált pontja a második közegben az első gömbi felületre vonatkozólag; ezt a pontot nevezzük A_1-nek; fénypontnak tekinthetjük (**74,** (2)), melynek a második felületre vonatkozólag meg lesz a maga konjugált pontja (A_2) a harmadik közegben, és így tovább egészen az utolsó közegig, melyben a kilépő sugarak egyesülési pontját A'-nak fogjuk nevezni. A'

valódi kép akkor, ha a sugarak tényleg találkoznak; *látszólagos,* ha meghosszabbításaik az utolsó felület előtt egyesülnek.

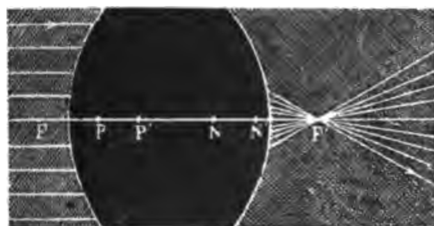
A fénypont és képe a figyelembe vett rendszerre vonatkozólag a **konjugált pontok** egy párját alkotja.

93. Ha A ponton át a tengelyre merőleges síkot állítunk, eme pontok mindegyikének meg lesz az első felületre vonatkozólag a maga konjugált pontja az A_1 ponton át a tengelyre merőlegesen álló síkban. Hasonlóképen eme második sík minden



478. ábra. Első gyújtópont.

egyes pontjának meg lesz, a második felületre vonatkozólag, a maga konjugált pontja az A_2 ponton át a tengelyre merőlegesen állított síkban, és így tovább az utolsó síkig, mely A' ponton megy át. Az első és az utolsó sík a figyelembe vett czentrált rendszerre nézve **konjugált sík.**



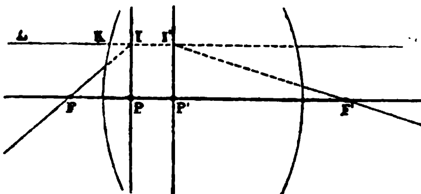
479. ábra. Második gyújtópont.

Ha közülök az egyik végtelen távolságban van, a másikat **gyujtósíknak** nevezzük; a gyujtósíknak a tengelylyel való átmetszése **gyujtópont** nevet visel.

Az **első gyujtópontnak** (*F*, 478. ábra) az a tulajdonsága van, hogy a belőle kiinduló sugarak az utolsó közegben a tengelylyel párhuzamos nyalábot alkotnak, konjugált pontja tehát végtelen távolságban van. A **második gyujtópont** (*F'*, 479. ábra) pedig a tengelylyel párhuzamosan beeső nyalábnak megfelelő kilépő sugarak egyesülési pontja.

A gyujtópontokon át a tengelyre merőlegesen állított síkok a **gyujtósíkok**, s minden fénypontból, mely e síkokon fekszik, a rendszerből párhuzamosan kilépő sugarak nyalábja származik.

94. A tengelyre merőleges bármely síkban levő alaknak képe, midőn csak egy törő felület forog szóban, miként láttuk (**68, 72**), az adott alakhoz geométriailag hasonló és az adott sík konjugált síkjában fekszik. Azonban ennek a képnek, melyet a második törő felületre vonatkozólag tárgynak tekinthetünk,



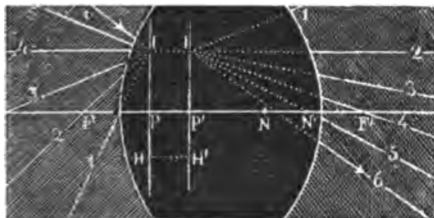
480. ábra. Fősíkok.

szintén geométriailag hasonló a képe, miből következtethető, hogy több közeg esetében minden alaknak, mely a tengelyre merőleges valamely síkban fekszik, a megfelelő konjugált síkban (**93**) fekvő képe is hasonló. A hasonlóság viszonya, vagyis a nagyítás, az adott sík helyzetétől fog függni, és a mint mindjárt látni fogjuk, mindig van olyan két konjugált sík, melyekre nézve ez a viszony egyenlő az egységgel, s hogy ennélfogva bennük fekvő két konjugált pont a tengelylyel párhuzamos egyenesbe esik.

Valóban, legyenek *F* és *F'* (480. ábra) a rendszer gyujtópontjai s tekintsünk a tengelylyel párhuzamosan beeső valamely

LK sugarat, melynek szükségképen az *F'* második gyujtóponton átmenő valamely sugár fog megfelelni. Tegyük fel, hogy ez a sugár *I'F'* mentén halad, mely *LM*-et *I'*-ben metszi. Hasonlólag az olyan beeső sugárnak, mely az utolsó közegben az *ML* irányt követi, az *F* első gyujtóponton átmenő kilépő sugár tartozik megfelelni, és viszont, az *FI* sugárnak, mely *LM*-et *I*-ben metszi, az *I'M* sugár felel meg. De az *I* pont kúpalakú nyaláb csúcsának tekinthető, a melyből két sugár, *FI* és *LI*, indul ki, és mivel eme két beeső sugárból az *I'M* és *I'F'* kilépő két sugár származik, látjuk, hogy *I* és *I'*, melyek a tengelylyel párhuzamos egyenesen feküsznek, a konjugált pontok egy párját alkotják (481. ábra).

Az ezen a pontokon át a tengelyre merőlegesen állított *IP* és *I'P'* síkok tehát konjugált síkok, és Gauss szerint **fősíkok**-



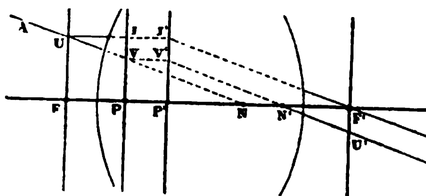
481. ábra. Fősíkok.

nak neveztetnek. Tudjuk már **(93)**, hogy minden a tengelylyel párhuzamos hengeres nyaláb kúpos nyalábbá alakíttatik át, melynek csúcsa a második gyujtópontban van; most azonban látjuk, hogy a henger és a kúp az *I'P'* fősíkon metszi egymást, és felemlítjük azt a nevezetes tulajdonságot, hogy *a tengelylyel párhuzamos bármely egyenes a fősíkokat egymáshoz konjugált két pontban metszi;* és hogy ez oknál fogva az egyik fősíkra rajzolt alaknak képe a másik fősíkon van, mely kép nagyság szerint az alakkal egyenlő és a tengelyre vonatkozólag is egyenlőképen fekszik.

A fősíkok a tengelyt a két **főpont**ban *(P* és *P')* metszik.

Az első főpont *(P)* távolsága az első gyujtóponttól *(F)* és a második főpont *(P')* távolsága a második gyujtóponttól *(F')* a rendszer **első**, illetőleg **második gyujtótávolsága.**

95. Ha adva vannak az *F*, *F'* gyujtópontok (482. ábra) és a *P*, *P'* főpontok, bármely beeső sugárnak megfelelő kilépő sugár megszerkeszthető. Az *AV* beeső sugár az első gyujtósíkot *U*-ban, az első fősíkot *V*-ben metszi. Mivel *U* a gyujtó síkban



482. ábra. A kilépő sugár szerkesztése.

fekszik, a belőle kiinduló sugarak egymással párhuzamosan lépnek ki **(93)**; de minthogy e sugarak közül *UI'*, mely párhuzamos a tengelylyel, a második gyujtóponton átmenve **(94)** *I'F'* irányban lép ki, az *AU* sugár *I'F'*-fel párhuzamosan fog kilépni. Másrészt, mivel a *V* és *V'* pontok konjugált pontok, a kilépő sugár iránya átmegy *V'* ponton; e sugarat tehát úgy kapjuk meg, hogy *V'*-ből *I'F'*-hez párhuzamost húzunk, mely a második gyujtósíkot szükégképen át fogja metszeni olyan *U'* pontban, melyre nézve $U'F' = VI$.

96. Tegyük most fel, hogy a beeső sugár olyan irányú, hogy a tengelyt az első főgyujtóponttól számított *FN* távolságban éri, mely egyenlő a második gyujtótávolsággal *P'F'*-fel. Ez esetben az *UNF* és *I'F'P'* háromszögek összeillők, ennélfogva *I'F'* párhuzamos *AN*-nel és következésképen *V'N'U'* is párhuzamos *AN*-nel. Minthogy az elmélkedés az *N* felé irányuló bármely beeső sugárra érvényes, mondhatjuk, hogy az *N* pont felé

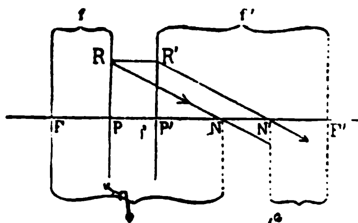
irányuló minden beeső sugárból (483. ábra) olyan kilépő sugár származik, mely vele párhuzamos és N'-en megy át.


483. ábra. Csomópontok.

Az N és N' pontok, melyek a LISTING-től felismert eme tulajdonsággal fel vannak ruházva, **csomópontoknak** vagy egyszerűen **csomóknak** neveztetnek.

97. A mondottak szerint minden czentrált rendszerben a pontoknak három párja van, melyek fontos tulajdonságokkal vannak ellátva; nevezetesen a két gyujtópont, két főpont és két csomó. E hat pontot a rendszer **sarkalatos pontjainak** szokás nevezni. Ezek a rendszert akként határozzák meg, hogy ismerve őket, magára a rendszerre vonatkozó bármely feladat megoldható, mire nézve példákat is fogunk látni. Előbb azonban a sarkalatos pontok között bizonyos kapcsolatokat fogunk megállapítani, melyekből ki fog tünni, hogy négyet ismerve belőlük, a másik kettőt meghatározhatjuk.

Legyenek e végből f és f' a *gyujtótávolságok*, vagyis az F és F' gyujtópontok (484. ábra) távolságai a megfelelő P és P' főpontoktól; legyenek továbbá φ és φ' a gyujtópontoknak az N és N' csomóktól való távolságai; figyelembe veszszük még, hogy az R és R' pontok, melyek a fősíkokban és egy a tengelylyel párhuzamos egyenesben (94) feküsznek, konjugált pontok,



484. ábra. Főpontok és csomópontok.

úgy, hogy az R felé irányuló beeső sugarak R'-en átmenő egyenesek mentén lépnek ki. De az RN beeső sugár az N csomó felé tart, tehát **(96)** a megfelelő kilépő sugár vele párhuzamos, és a második csomón (N') fog átmenni. Ennélfogva $RNN'R'$ parallelogramm, tehát

$$PP' = RR' = NN', \quad (1)$$

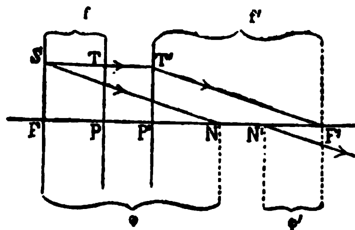
azaz *a főpontok kölcsönös távolsága egyenlő a csomópontokéval;* ennélfogva:

$$PP' + P'N = NN' + P'N,$$

vagy szintén:

$$\varphi - f = f' - \varphi'. \quad (2)$$

98. Az első gyujtósíknak valamely S pontjából (485. ábra) kiinduló sugarak az őt az N első csomóval összekötő NS-sel párhuzamos nyalábot nemzenek **(93)**. De az ST' sugár, mely párhuzamos a tengelylyel az első közegben, az utolsó közegben az F' gyujtópont felé irányulva lép ki; ennélfogva $T'F'$, mely a kilépő sugár részét teszi, SN-nel párhuzamos és az SFN és $T'P'F'$ háromszögek összeillők, tehát:



485. ábra. Gyujtópont és csomó.

$$\varphi = f', \quad (3)$$

a mi azt mondja, hogy *az első gyujtópont és az első csomó közötti távolság egyenlő a második gyujtótávolsággal,* miként ezt már láttuk **(96)**.

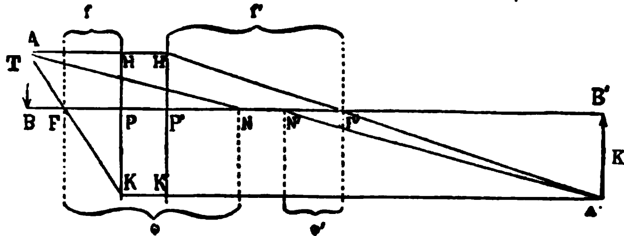
Így tehát (2)-nél fogva még:

$$f = \varphi', \quad (4)$$

vagyis *az első gyujtótávolság egyenlő a második gyujtópont és a második csomó közötti távolsággal.*

Ha tehát négy sarkalatos pont helyét ismerjük, könnyen meghatározhatjuk a másik kettőét.

99. Valamely **adott** A **pont képét meghatározni** sem nehezebb. A-ból (486. ábra) ugyanis a tengelylyel párhuzamos AH' egyenest és az első gyujtóponton (F) átmenő AK-t húzzuk. Az elsőnek megfelelő kilépő sugár $H'A'$, mely a második gyujtóponton (F') megy át, a másodiknak megfelel a tengelylyel párhuzamos KA', és keresztező pontjukban, A'-ban, fog lenni A képe. A szerkesztés próbája, hogy a csomókon átmenő AN és $A'N'$ egyeneseknek egymással párhuzamosaknak kell lenniök.



486. ábra. Képszerkesztés.

A csomók eme tulajdonságát az A' kép szerkesztésére is felhasználhatjuk, a mennyiben AN-t és a vele párhuzamos $N'A'$-t AH'-val és $H'F'A'$-val, vagy pedig AFK-val és KA-val együttesen meghúzzuk.

100. A két konjugált pontnak az illető fősíkoktól való AH és $A'K'$ távolságát t és k', a tengelytől való távolságukat pedig T és K'-val fogjuk jelölni. Az FPK és AHK hasonló háromszögekből:

$$FP : AH = PK : HK,$$

vagy szintén:

$$\frac{f}{t} = \frac{K'}{T+K'},$$

és hasonlólag az $F'P'H'$ és $A'K'H'$ háromszögekből:

$$\frac{f'}{k'} = \frac{T}{T+K'};$$

ez egyenletekből összegezés útján kapjuk:

$$\frac{f}{t}+\frac{f'}{k'}=1, \tag{1}$$

osztás útján pedig

$$\frac{K'}{T}=\frac{fk'}{f't}=\frac{k'-f'}{f'}=\frac{f}{t-f'}, \tag{2}$$

mely képleteknek ugyanaz az alakjuk van, mint a csupán két közegre vonatkozó megfelelő képleteknek (**70**, **72**).

101. Hasonlóképen általános érvényű a

$$\frac{\text{tang}\,\omega_1}{\text{tang}\,\omega_2}=\frac{n_2 K'}{n_1 T}$$

képlet, melyet a képek nagysága és a sugarak összehajlósága közötti viszony kifejezésére a **73.** pontban egyetlen törő felületre vonatkozólag állapítottunk meg. Valóban két sugár, melyek az első törés után ω_2 szöget zárnak be, a második felület felé ugyanezen szög alatt hajolva tartanak, és ha ω_3 az a szög, melyet a második törés után zárnak be és z_3 a nagysága a képnek, melyet létesitenek, végre n_3 a harmadik közeg törésmutatója, úgy

$$\frac{\text{tang}\,\omega_2}{\text{tang}\,\omega_3}=\frac{n_3 K}{n_2 K'}.$$

Ha e két egyenlőség megfelelő tagjait egymással megsokszorozzuk, kapjuk, hogy:

$$\frac{\text{tang}\,\omega_1}{\text{tang}\,\omega_3}=\frac{n_3 K}{n_1 T}.$$

És nyilvánvaló, hogy ugyanezen eljárással le lehetne vezetni az analog kapcsolatot tetszés szerinti számú közegre nézve, melyek czentrált gömbi felületekkel vannak egymástól elválasztva, úgy, hogy ha n és n' az elsőnek és az utolsónak a mutatója, T és K két homolog hossz a rendszer két konjugált síkján, ω és ω' pedig azon szögek, melyeket két beeső és a megfelelő két kilépő sugár bezár, ez esetben:

$$\frac{\text{tg}\,\omega}{\text{tg}\,\omega'}=\frac{n'K}{nT}. \tag{3}$$

102. De a 486. ábrában az AHK és $A'H'K'$ háromszögekből

$$HK = HA \text{ tang } HAK,\ H'K' = K'A' \text{ tang } K'A'H',$$

és figyelembe véve, hogy $HK = H'K'$, $HA = t$, $K'A' = k$, $HAK = \omega$, $K'A'H' = \omega'$, kapjuk, hogy

$$\frac{\text{tang } \omega}{\text{tang } \omega'} = \frac{k}{t},$$

és (2) révén:

$$\frac{K'}{T} = \frac{f}{f'} \cdot \frac{\text{tang } \omega}{\text{tang } \omega'},$$

és (3) révén:

$$\frac{f}{f'} = \frac{n}{n'}. \tag{4}$$

Innét következik, hogy *valamely czentrált rendszer gyújtótávolságai úgy viszonylanak egymáshoz, mint a szélső közegek törésmutatói.*

A nagyítást kifejező (2) képlet ennélfogva még így is írható:

$$\frac{K'}{T} = \frac{n}{n_1} \cdot \frac{k}{t}. \tag{2a}$$

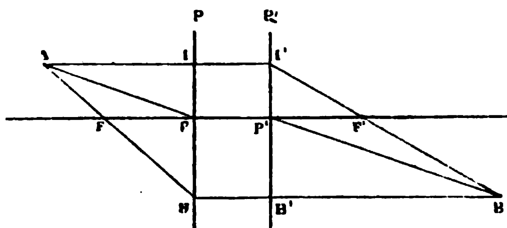
103. Eddigelé a sarkalatos pontokat úgy használtuk fel, mintha ismeretesek volnának, de nem mutattuk még meg, miként kell őket meghatározni.

E végből meg kellene keresni, hogy helyzetük miként függ a középpontok helyzetétől, a gömbsugarak nagyságától, nem különben a rendszert alkotó különböző közegek törésmutatójától; itt azonban e vizsgálatot csak abban a különös esetben fogjuk végrehajtani, midőn a szélső közegek azonosak, mely eset elvégre is a legfontosabb a gyakorlatban, mivel csaknem mindig két oldalt a levegőbe merített lencsékről van szó. Ez esetben $n = n'$, tehát (4) szerint a gyujtótávolságok egyenlők, és a **98.** p. (3) és (4) alatti képlete azt mondja, hogy a két csomópont összeesik a két főponttal, minélfogva valamely lencsének vagy lencserendszernek meghatározására csupán négy pont is

elegendő, u. m. a két főpont (P és P', 487. ábra) és a két gyujtópont (F és F'), melyek akként feküsznek, hogy

$$PF = P'F'$$

legyen. Hogy pedig valamely A pont képét megszerkeszszük, nyilvánvaló (**99**), hogy mindössze is csak A-ból párhuzamosat kell húzni a rendszer tengelyével, mígnem a második fősíkot (P') metszi, az I' metszéspontot össze kell kötni a második gyujtóponttal (F'), ezután meghúzni az F-en átmenő AH-t, és



487. ábra. Sarkalatos pontok meghatározása.

a keresett kép abban a (B) pontban fog lenni, hol a tengelylyel párhuzamosan húzott HB az $I'F'$ egyenest metszi. Az A és B konjugált pontokat a P és P' csomókkal összekötő AP és $P'B$ egyeneseknek párhuzamosaknak kell lenniök, mi a szerkesztés helyességét igazolja.

Azonos szélső közegek esetében még a **100.** p. (1) képlete, minthogy $f' = f$, így alakul:

$$\frac{1}{t} + \frac{1}{k} = \frac{1}{f}, \qquad (1a)$$

és azt fejezi ki, hogy *a két konjugált pont és a megfelelő fősíkok közötti távolságok visszás értékeinek összege egyenlő a gyujtótávolság visszás értékével.*

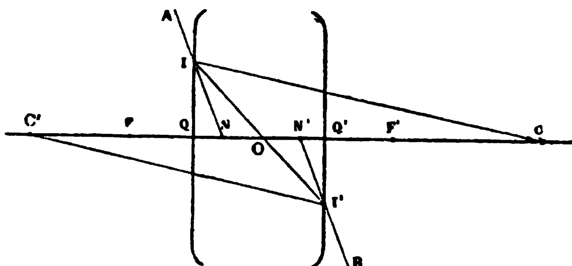
A ($2a$) egyenlet pedig a következő egyszerűbb alakot ölti:

$$\frac{K}{T} = \frac{k}{t} = \frac{k - f}{f} = \frac{f}{t - f}, \qquad (2b)$$

vagyis *a kép nagysága úgy áll a tárgyéhoz, mint a megfelelő fősíkoktól való távolságaik.*

Megjegyezzük, hogy ezen egyenletek alakja azonos a vékony lencsékre nézve a **86.** pontban megállapított képletek alakjával.

104. Egy egyszerü lencsére nézve legyen Q és Q' (488. ábra) a két gömbi felület és N és N' a rendszer főpontjaival összeeső **(103)** két csomó. Minden AI beeső sugár, mely N felé irányul, az N'-en átmenő $I'B$ párhuzamos mentén lép ki **(96)**. Egy N felé összehajló fénykúp N'-ből széthajló kúpot adna. De az egyik kúpból a másikba való átmenet csak két közbenső kúp révén történhetik meg, melyeket a lencsén belül levő sugarak



488. ábra. Optikai középpont.

létesítenek. Valóban, ha az AI beeső s a megfelelő $I'B$ kilépő sugarat tekintjük, észreveszszük, hogy az egyiktől a másikhoz való átmenet szükségképen az II' belső sugár közvetítésével történik, mely sugár a tengelyt O-ban metszi.

Az OIQ és $OI'Q'$ háromszögekből

$$OI : OI' = OQ : OQ',$$

a OIN és $OI'N'$ háromszögekből pedig

$$OI : OI' = ON : ON', \tag{5}$$

úgy tehát

$$OQ : OQ' = ON : ON', \tag{6}$$

vagyis az O pont a lencse vastagságát és a csomók egymástól való távolságát arányos részekre osztja. Ez tehát szilárd pont a lencsében és **optikai középpont**nak nevezhető.

Valamely beeső nyaláb, mely N felé hajlik össze, a lencsében olyan nyalábbá alakul át, melynek sugarai egymást O-ban keresztezik, és innét a második törőfelületig menve, ebből úgy lép ki, mintha N'-ből indultak volna ki.

105. Szokás szerint tegyük fel, hogy a Q és Q' gömbszeletek megfelelő érintő síkjaikkal helyettesíthetők; ekkor a QIO és $Q'I'O$ egyenlő szögek, melyeket az II' sugár eme síkokkal alkot, úgy tekinthetők, mintha ugyanezen sugártól és a törő felületektől volnának alkotva Ennélfogva egyenlők az $I'IC$ és $II'C'$ szögek is, melyek az II' sugár és a CI és $C'I'$ görbületi sugarak közé vannak foglalva, mely utóbbiak tehát egymással párhuzamosak. De ekkor az OIC és $OI'C'$ háromszögek hasonlók és a következő arányt adják:

$$OI : OI' = CI : C'I',$$

melyből (5) és (6) figyelembe vételével a következő arányok vezethetők le:

$$\frac{CI}{C'I'} = \frac{QO - NO}{Q'O - N'O} = \frac{QN}{Q'N'},$$

$$\frac{QN}{CI} = \frac{Q'N'}{C'I'} = \frac{QN - Q'N'}{CI - C'I'}.$$

Eme viszonylatok megállapítása után, figyelembe véve, hogy a jelen esetben a fősíkok az N és N' csomókon mennek át, nem nehéz megtalálni az FN és $F'N'$ gyujtótávolságok értékeit, melyek egymással egyenlők és ennélfogva:

$$FN = FQ + QN = F'Q' + Q'N,$$

és a megelőző arány szerint:

$$QN = CI\,\frac{F'Q' - FQ}{IC - I'C'}, \quad Q'N' = C'I'\,\frac{F'Q' - FQ}{IC - I'C'}.$$

Legyen

az első görbületi sugár $CI = r$;

a második görbületi sugár $C'I' = r'$;

a lencse vastagsága $QQ' = g$;

az első felület távolsága az első csomótól $QN = b$;

a második felület távolsága a második csomótól $Q'N' = b'$;
az első gyujtópont távolsága az első felülettől $FQ = a$;
a második gyujtópont távolsága a második felülettől $F'Q' = a'$;
a gyujtótávolság $F'N' = FN = f' = f$,
ennek alapján tehát

$$b = \frac{a' - a}{r - r'} r, \quad b' = \frac{a' - a}{r - r'} r',$$

$$f = a + b = f' = a' + b',$$

és ha a **75.** pontban talált (14) és (15) alatti értékeket ide helyettesítjük, minthogy ezekben $n_3 = n_1$, és ennélfogva $\frac{n_2}{n_1} = n$ tétetett, könnyen levezethetők a következők:

$$\frac{b}{r} = \frac{b'}{r'} = \frac{n_1 g}{n_2 (r + r') - (n_2 - n_1) g},$$

vagy szintén:

$$b = \frac{gr}{n (r + r') - (n - 1) g}, \quad b' = \frac{gr'}{n (r + r') - (n - 1) g} \quad (1)$$

és:

$$f = \frac{n_1 n_2 r r'}{(n_2 - n_1) [n_2 (r + r') - (n_2 - n_1) g]}, \quad (2)$$

vagy szintén:

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) - \frac{(n - 1)^2}{n} \cdot \frac{g}{rr'}. \quad (3).$$

106. Alkalmazzuk e képleteket a lencsék hat fajára (**76**) azzal a feltevéssel, hogy olyan üvegből valók, melynek a levegőre vonatkozó törésmutatója $n = \frac{3}{2}$. Ekkor:

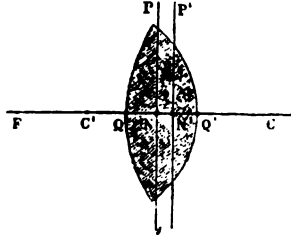
$$b = \frac{2gr}{3 (r + r') - g}, \quad b' = \frac{2gr'}{3 (r + r') - g},$$

$$f = \frac{6rr'}{3 (r + r') - g}.$$

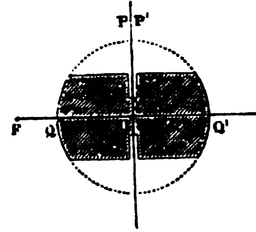
Valamennyi esetben a következő jelölésekkel fogunk élni: Q és Q' az első és a második csúcspont; C és C' az első és a második görbületi középpont; P és P' az első és a második fő-

sík; F és F' az első és a második gyujtópont. Felteszszük továbbá, hogy a beeső fény balról jobbra tart.

1. **Kétszer-domború lencsék** (489. ábra). Ezekre nézve a megelőző képletek minden módosítás nélkül érvényesek; és figyelembe véve, hogy minden betű pozitiv szám helyén áll,



489. ábra. Kétszer-domború lencse.

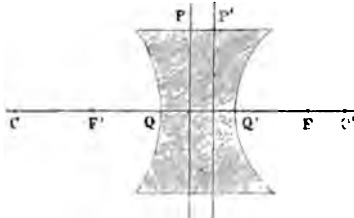


490. ábra. Gömb.

b-t Q-tól jobbra, b'-et pedig Q'-tól balra számítjuk, az első gyujtópont helyének megállapítására f-et P-től balra számítván.

Abban a különös esetben, midőn valóságos gömb (490. ábra) forog szóban, $r = r' = \frac{g}{2}$, minélfogva

$$b = b' = r, \quad f = \frac{3}{2} r.$$



491. ábra. Kétszer-homorú lencse.

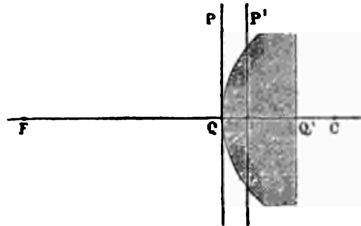
2. **Kétszer-homorú lencsék** (491. ábra). A görbületi sugarak negativak, ennélfogva ha r és r' abszolut értékeiket jelentik, a képletek a következők:

$$b = \frac{-2gr}{-3(r+r')-g} = \frac{2gr}{3(r+r')+g},$$

$$b' = \frac{2gr'}{3(r+r')+g},$$

$$f = \frac{6rr'}{-3(r+r')-g} = -\frac{6rr'}{3(r+r')+g},$$

következésképen b Q-tól mindig jobbra, b'-et Q'-tól balra, f-et pedig P-től jobbra számítjuk, tehát ez esetben a gyujtópontok látszólagosak.



492. ábra. Sík-domború lencse.

3. **Sík-domború lencsék** (492. ábra). Itt $r' = \infty$ teendő, és a képletek a következők:

$$\lim_{r'=\infty} b = \lim_{r'=\infty} \frac{2gr}{3(r+r')-g} = o,$$

$$\lim_{r'=\infty} b' = \lim_{r''=\infty} \frac{2g}{3\left(\frac{r}{r'}+1\right)-\frac{g}{r'}} = \frac{2}{3}g,$$

$$\lim_{r'=\infty} f = \lim_{r'=\infty} \frac{6r}{3\left(\frac{r}{r'}+1\right)-\frac{g}{r'}} = 2r.$$

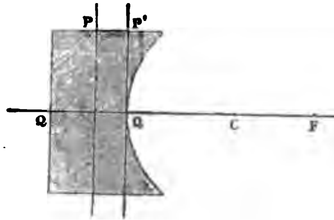
Az első fősík tehát érintő sík a domború felülethez, a másodikat pedig a vastagság $^2/_3$ részében a sík felülettől balra számítjuk. A valódi gyujtópont a gömbszelet csúcsától felrakott átmérő végpontjában fekszik.

4. **Sík-homorú lencsék** (493. ábra). Itt $r = \infty$ teendő, és a második görbületi sugár negativ; hogy ha abszolut értéke r', akkor:

$$\lim_{r=\infty} b = \lim_{r=\infty} \frac{2g}{3\left(1-\frac{r'}{r}\right)-\frac{g}{r}} = \frac{2}{3}g,$$

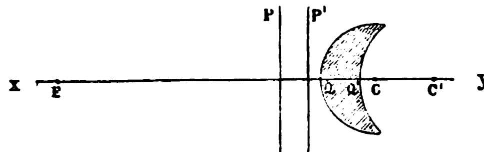
$$\lim_{r=\infty} b' = o,$$

$$\lim_{r=\infty} f = -\frac{6r'}{3\left(1-\frac{r'}{r}\right)-\frac{g}{r}} = -2r'.$$



493. ábra. Sík-homorú lencse.

Az első fősík a vastagság $^2/_3$ részébe esik a sík felülettől számítva, a második pedig a görbe felület érintő síkja; az első látszólagos gyujtópont az első főponttól *(P)* jobbra felrakott átmérő végpontjában fog feküdni.



494. ábra. Gyüjtő meniszkus.

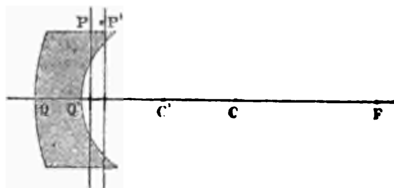
5. **Gyüjtő meniszkusok** (494. ábra). Az első görbületi sugár *(r)* pozitiv, a második negativ, és ha abszolut értéke r', úgy $r' > r$, minélfogva:

$$b = \frac{2gr}{3(r-r')-g} = -\frac{2gr}{3(r'-r)+g} < o,$$

$$b' = \frac{-2gr'}{3(r-r')-g} = \frac{3gr'}{3(r'-r)+g} > o,$$

$$f = \frac{-6rr'}{3(r-r')-g} = \frac{6rr'}{3(r'-r)+g} > o,$$

Minthogy b negativnek, b' pedig pozitivnak adódik ki, mind a két fősík az illető csúcspontokból balra esik, tehát mind a kettő a lencsén kívül a domború oldal mellett fekszik; az első valódi gyujtópont P-től balra van.



495. ábra. Szóró meniszkus.

6. **Szóró meniszkusok** (495. ábra). Az első görbületi sugár (r) pozitiv, a második negativ és abszolut értékre nézve $r' < r$. Ennélfogva:

$$\left.\begin{aligned} b &= \frac{2gr}{3(r-r')-g} > o \\ b' &= \frac{-2gr'}{3(r-r')-g} < o \\ f &= \frac{-6rr'}{3(r-r')-g} < o \end{aligned}\right\} \text{ ha } r > r' + \frac{g}{3}.$$

Az ábrában előtüntetett leggyakoribb esetben, a mikor is a lencse vastagsága kisebb a két görbületi sugár különbségének háromszorosánál, a gyujtópont látszólagos, és mind a két fősík jobbra esik az illető csúcspontoktól, vagyis a homorú oldalon a lencsén kívül fekszik.

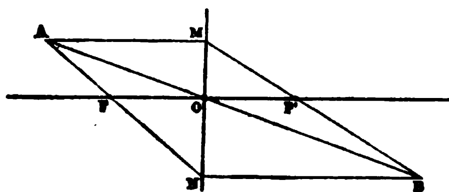
107. Ha a lencse vastagságát folyton kisebbedőnek képzeljük, sarkalatos pontjai bizonyos határhelyzetek felé mozdulnak el, a melyek a **végtelenül vékony lencsének** felelnek meg. E határhelyzeteket megkapjuk, ha a **105.** képleteiben a $g = o$ helyettesítést teszszük. De midőn $g = o$, a két felület Q és Q'

csúcspontjai összeesnek az optikai középponttal (**104**) és mivel b és b' zérussal egyenlővé válik, ezen egyetlen ponttal összeesnek a főpontok, tehát a csomók is. Valamely végtelenül vékony lencsét tehát meghatározza az optikai középpont és a két gyujtópont, mely utóbbiak a lencsétől egyenlő távolságokra esnek. A gyujtótávolságot a **105.** p. (3) képletéből kapjuk, ha ebben $g = o$ tétetik:

$$\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'}\right),$$

mely képlet a **78.** pontban találttal azonos.

Az O optikai középpontban (496. ábra) a tengelyre merőlegesen állított sík az érintő síkok, fősíkok és csomóponti síkok minden tulajdonságával fel van ruházva, úgy, hogy valamely AM beeső sugár, mely a tengelylyel párhuzamos, a második gyujtó-



496. ábra. Képszerkesztés.

ponton átmenő MF' irányban lép ki; az első gyujtóponton átmenő AFN beeső sugár pedig a tengelylyel párhuzamos NB mentén lép ki; végre a csomópontnak tekintett optikai középpont felé tartó AO sugár eltérítés nélkül hagyja el a lencsét, és mivel O-ban a két csomó összeesik, még csak eltolódást sem szenved.

Az olyan egyeneseket, melyek mint AOB, az optikai középponton mennek át, miként már mondottuk, melléktengelyeknek nevezzük. A 496. ábra megmutatja az eljárást, hogy az adott A pontnak B képét megszerkeszszük.

108. Ez a szerkesztés hasonló a **103.** pontbelihez (487. ábra), mely a lencsék bármely rendszerére vonatkozólag két

konjugált pont meghatározására szolgál; sőt az egyik szerkesztés visszavihető a másikra. Valóban, ha az egyik ábrát a másikkal összehasonlítjuk, észreveszszük, hogy egy vastag lencsét, vagy pedig egy egész lencserendszert egy végtelenül vékony lencsével helyettesítettnek képzelhetjük, mely vékony lencsének ugyanaz a gyujtótávolsága van és a melynek gyujtópontja összeesik a rendszer gyujtópontjával, úgy, hogy optikai középpontja az első főpontba esik. Ezek után elegendő egy adott alaknak képét a végtelenül vékony lencsére nézve megszerkeszteni és a tengelylyel párhuzamosan a két főpont közötti távolsággal egyenlő úton át elcsúsztatni, hogy ezen alaknak a rendszerre vonatkozó képét nyerjük.

Ezért mondjuk, hogy a vékony lencse *egyértékű* az adott rendszerrel, melyben a szélső közegek azonosak.

Midőn az első közeg különbözik az utolsótól, a rendszer nem vezethető vissza vékony lencsére, de hasonló módon visszavezethető egyetlen gömbi felületre, mely két közeget választ el. Valóban, a **100.** pontnak tetszés szerinti rendszerre vonatkozó (1) és (2) képletei azonosak a **70.** p. (4*a*) és **72.** p. (10) képleteivel, melyek egyetlen törő felületre vonatkoznak, és ha még az általános rendszerbeli szerkesztést (**99.** p. 486. ábra) összehasonlítjuk a másikkal (**71.** p. 457. ábra), azonnal szembeötlik, hogy elegendő, ha a rendszert olyan gömbi felülettel helyettesítjük, mely átmegy az első főponton és a melynek görbületi középpontja összeesik az első csomóval; ezután megszerkesztjük az adott pont képét erre a felületre vonatkozólag, s végre a tengelylyel párhuzamosan elcsúsztatjuk a rendszer két főpontja közötti távolsággal egyenlő úton.

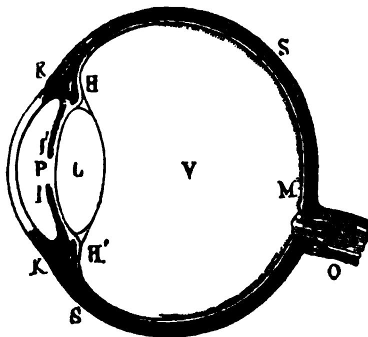
Ilyen fogásokkal valamely czentrált rendszerre vonatkozó minden feladat visszavezethető vagy egy vékony lencse, vagy pedig két közeget elválasztó egyetlen gömbi felület esetére.

XXX. FEJEZET.

AZ EMBERI SZEM ÉS AZ OPTIKAI MŰSZEREK.

109. Áttérünk az alkalmazásokra, s megkezdjük a **szem** ismertetésével.

A külső részekkel nem foglalkozunk. A *szemgolyót* szívós hártya borítja s gömbded alakját a benne levő folyadékok nyomása miatt tartja meg; elülső részén erősebben görbült gömbszelet *(KK'*, 497. ábra), a teljesen átlátszó *szarúhártya (cornea)* dudorodik ki, míg a többi része (*SS*) fehér és átlátszatlan, és *izomhártyának (sclerotica)* neveztetik. Ennek belső felülete véredényekben gazdag fekete hártyával, az *edényhártyával (choroidea)* van bevonva, a melyen ismét az *ideghártya (retina)* fekszik, mely nem egyéb az *O látó ideg* szétágazásánál. A szarúhártya mögött látjuk a különböző egyének szemeiben más meg más színű *szivárványhártyát (iris)*, melynek közepén a *P* nyílás, a *pupilla* van, mely a beeső fény nagyobb vagy kisebb erősségéhez képest önkéntelenül összehuzódik vagy kitágul.



497. ábra. Emberi szem.

Az irisz mögött van az *L kristálylencse;* ez kétszer domború lencse, mely belseje felé mindinkább erősbödő állományú és törékenységű rétegekből áll és igen vékony hártyával, a *capsulá*val van bevonva, mely az úgynevezett *ciliar-izmok*kal *(HH')*, az edényhártya nyujtványával van összekapcsolva.

A kristálylencse a szemet két részre osztja, melyek közül az elülső *P* rész a víztől keveset különböző s ezért *víznedv*nek *(humor aqueus)* nevezett folyadékkal van kitöltve, a hátulsó *V* rész zselatinszerű folyadékot tartalmaz: ez az *üvegnedv (humor vitreus* vagy corpus vitreum), mely igen vékony és átlátszó hártyába (üveghártya, membrana hyaloidea) van foglalva, mely hártya a kristálylencse hátulsó lapjával és az ideghártyával kapcsolatos.

110. A retina nem színtelen, miként néhány évvel ezelőtt még hitték, hanem szép biborszínű (szembibor), mely szín azonban a fény hatása alatt elszíntelenedik és a halál után még a sötétben sem marad meg 24 óránál tovább. Némely állat szembiborán, közvetetlenül az állat megölése után, megfigyelték azon tárgyak képeit, melyeket az állat utóljára látott. Még nem tudjuk, hogy ez az érdekes jelenség miféle szerepet játszik a látásban.

A retina felületét számtalan parányi pálczika alkotja, melyek a felületére merőlegesek és idegnyelecskéket fognak körül, melyeknek alapja kissé duzzadt és a melyek csapocskáknak neveztetnek. A csapocskák a legsűrűbben a szemgolyó tengelyének közelében, a legérzékenyebb helyen vannak, hol is az úgynevezett *sárga folt (macula lutea, M)* figyelhető meg, melynek közepét ideghártyagödörnek *(fovea centralis)* nevezzük; innét tovább menve folytonosan ritkulnak, míg végre a ciliar-izmok felé eltünnek s velök együtt megszünik az érzékenység is.

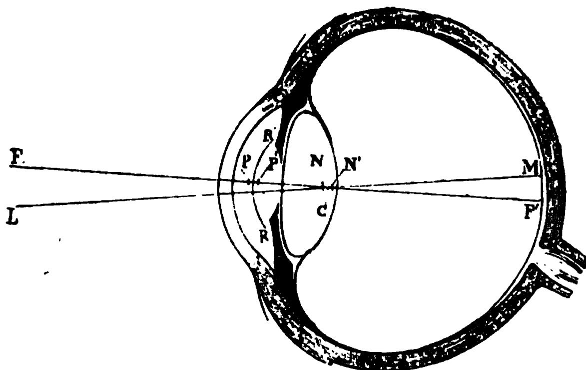
Van még egy másik érzéketlen hely, a *vakfolt* vagy a *Mariotte-féle folt O*-nál, ott, a hol a látóideg a szemgolyóba

A  *B* 

lép. Hogy erről meggyőződjünk, csukjuk be bal szemünket s jobb szemünkkel nézzünk mereven *A* pontra; ha e szemünket a

papirostól fokozatosan távolabb viszszük, egy bizonyos távolságba jutunk, melyben a másik pont *(B)* láthatatlanná válik.

111. A sugarak a pupillán át lépnek be, és hogy a retinát elérhessék, a különböző törékenységű közegek egész rendszerén kell áthatolniok, mely közegek elválasztó felületei egészen szigorúan véve nem gömbi felületek, sőt még csak nem is forgásfelületek, de azért észrevehető hiba nélkül gömbieknek és czentráltaknak **(91)** vehetők. E felületeknek, mint látni fogjuk **(116)**, változékony görbületük van; egyelőre azt az alakjukat tekintjük, melyet felvesznek, midőn a szem nyugszik **(117)**. Továbbá nem veszszük figyelembe a szarúhártya és a víznedv törésmutatója közötti csekély különbséget, a kristály-lencsét pedig helyettesítve képzeljük egy ugyanolyan alakú, de homogén és olyan törésmutatójú lencsével, mely ugyanakkora gyujtótávolságot létesít.



498. ábra. Schematikus szem.

Ilyetén egyszerűsítésekkel az úgynevezett **schematikus szemet** nyerjük, mely tehát négy közegnek czentrált rendszeréből áll, úgy mint levegőből (tör. mutatója 1), víznedvből (tör. mutatója 1,3465), kristálylencséből (tör. mutatója 1,4545) és üvegnedvből (tör. mutatója 1,3465), melyeket három felület

választ el: a szarúhártya elülső felülete, melynek görbületi sugara 7,8 mm, a kristálylencse elülső felülete, melynek görbületi sugara 9,58 mm, és hátulsó felülete, melynek görbületi sugara —5,87 mm. Az első és a második között 3,78 mm köz van, a második és harmadik között pedig 4 mm.

A 498. ábra a schematikus szemet kétszeres nagyságban tünteti elő; sarkalatos pontjainak **(97)** a szarúhártya csúcsától számított helyzetét a megelőző adatokból Ferraris ekként határozta meg:

Első gyujtópont F	12,8095	mm
Második gyujtópont F'	22,2119	«
Első főpont P	1,9578	«
Második főpont P'	2,3276	«
Első csomópont N	7,0748	«
Második csomópont N'	7,4446	«

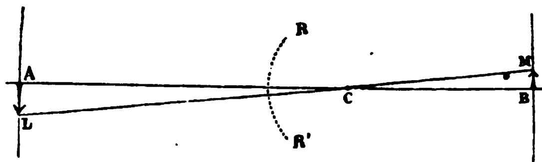
Eme pontok ki lévén tűzve, az előterjesztett szabályok **(99)** segítségével könnyű meghatározni a képeket, melyeket a tengelyhez közel eső fénypontok a szemben létrehoznak. Igy például, figyelembe véve a csomók tulajdonságát **(96)**, L-nek képe azon az $N'M$ egyenesen fog lenni, melyet a második csomóból párhuzamosan húzunk azon egyenessel, mely L-t az első csomóval, N-nel, összeköti. És midőn valamely pont felé tekintünk, szemünket akként fordítjuk, hogy $N'M$ az ideghártyagödröt **(110)** érje.

112. De a rendszer még tovább is egyszerűsithető, ha a három belső közeget egyetlen egy közeggel helyettesítve gondoljuk, melyet a levegőtől olyan gömbi felület választ el, hogy a beeső sugarak kevés híján ugyanoly mértékben hajoljanak össze **(108)**.

Ily módon az úgynevezett **redukált szemet** kapjuk, melyben a két csomó összeesik C középső pontjukban, mely pont középpontja az egyetlen RR' gömbi felületnek és a *szem középpontjá*nak neveztetik. E gömb sugara mintegy 5,1 mm, a közép-

pont távolsága a retinától körülbelül 15 mm, az egyetlen folyadék törésmutatója pedig 1,34.

113. Valamely L pont (499. ábra) képe a redukált szemben az L ponton és a C középponton átmenő egyenesen fog lenni, mely egyenes, midőn nézünk, a retinát az M gödörben találja, és ennélfogva **látásvonalnak** neveztetik, de nem esik össze a czen-



499. ábra. A tárgy képe a redukált szemben.

trális tengelylyel, mert a sárga folt nincs a középen, hanem a második gyujtópontra (F', 498. ábra) vonatkozólag kissé a halánték felé esik.

Azonban valamely AL tárgy (499. ábra) és BM képe a C középpontra vonatkozólag homoczentrikusak. A kép nagysága a retinán a távolsággal változik és a két hasonló háromszög megtekintéséből a nagyságra nézve a következő kifejezést kapjuk:

$$BM = CB \frac{AL}{CA}.$$

Ha valamely tárgy AL valódi nagyságának a szem középpontjától való CA távolságához való viszonyát a **tárgy látszólagos nagyságának** nevezzük, és figyelembe veszszük, hogy ama középpontnak a retinától való CB távolsága egyazon szemre nézve állandó, úgy látjuk, hogy *a retina-kép nagysága arányos a tárgy látszólagos nagyságával.*

A P pupilla, miként a 498. ábra mutatja, kissé beljebb esik mint a redukált szem RR' felülete, azonban kényelem kedveért ezen a felületen szoktuk felvenni, mikor is a *pupilla átmérőjéül* annak a körnek átmérőjét veszszük, a melyben az a kúp, melynek csúcsa a C középpont, irányvonala pedig a pupilla, metszi az RR' felületet.

114. A retina-képek fordítottak, és ha mégis egyenesen látunk, ez a szokás dolga. Ennek bebizonyítására kártyalapon lyukat fúrunk, hátulról megvilágítjuk, a szemtől 5 cm-nyire tartjuk, s közéje és a szem közé tűhegyet tartunk. A retinára egyenes árnyék vetődik, de a szokás hatalmánál fogva a tűt megfordítva látjuk.

115. A **tiszta látás két feltétele** a következő: 1. a tárgy képének a retinán, jobban mondva a sárga folton kell létre jönnie; 2. a képnek eléggé terjedelmesnek kell lennie.

116. A mi az elsőt illeti, megjegyezzük, hogy ha a szem változatlan alakú volna, csak azokat a tárgyakat láthatnók tisztán, melyek bizonyos meghatározott távolságban vannak, mi a tapasztalással ellenkezik. Ennélfogva a szem, hogy a különböző távolságokhoz alkalmazkodjék, magamagát módosítja. A szemnek ez az **alkalmazkodó képessége** a kristálylencsében rejlik, melynek capsulája nagyobb vagy kisebb görbületet vévén fel, a sugarakat többé vagy kevésbbé összehajlókká teszi.

Az alkalmazkodó képességnek két határa van, melyek egyén szerint változnak, s melyeket *közeleső pont*nak (punctum proximum) és *távoleső pont*nak (punctum remotum) nevezünk. E pontokat meghatározhatjuk, ha a szemhez igen közel kártyalapot tartunk, melybe a pupilla átmérőjénél kisebb távolságban két lyukacskát szúrunk, s ezeken keresztül egy gombostű fejére nézünk, melyet a kártyától lassacskán távolabb viszünk. Midőn még közel van, kétszeresnek látjuk, mert a két kis nyaláb nem egyesülhet a retinának egyetlen pontj ban; azután, midőn a közeleső pontba jut, egyszeresnek látjuk, míg nem a távoleső pontot túlhaladván, ismét kétszeresnek jelenik meg.

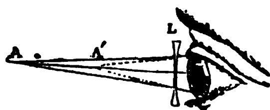
De az utóbbi körülmény nem fog minden szemnél beállani, mert az úgynevezett *myop* vagy *brachymetrop* (rövid látó) szemnek távoleső pontja a szem előtt véges távolságban van, ellenben az *emmetrop* szemé a szem előtt végtelen távolságban; más szemé ismét, a *hypermetrop* szemé, a szem mögött van,

úgy, hogy a retinára olyan nyalábot is gyüjthetnek össze, mely a szarúhártyára már is összehajlóan esik.

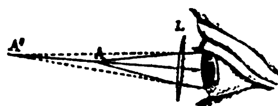
117. Nyugalmi állapotban a szem mindig a távoleső pontra alkalmazkodik, és a közelebb eső tárgyak megtekintése mindig valamelyes erőltetéssel jár.

Az emmetrop szemet, melynek távoleső pontja a végtelenben, közeleső pontja pedig mintegy 20 cm távolságban van, *normális szem*nek tekintjük; a többi, az úgynevezett *ametrop* szemnek **szemüvegre** van szüksége.

A rövidlátóknak, kiknek szeme nagyon mély, szóró lencsékre van szükségük, úgy, hogy messzefekvő pontokból, mint *A*-ból (500. ábra), érkező sugarak a lencsén áthaladván, úgy esnek be a szembe, mint ha közelebb eső pontokból (*A'*) indulnának ki; és valóban, ha a lencsét oly módon választjuk meg és helyezzük el, hogy gyujtópontja összeessék a távoleső ponttal, a párhuzamosan beeső nyaláb úgy fog a lencséből kilépni és a szembe belépni, mintha ebből a pontból indulna ki, és az ekként felfegyverzett rövidlátó szem ugyanazon körülmények közé jut, mint az emmetrop szem.



500. ábra. Rövidlátó szem.



501. ábra. Hypermetrop szem.

Ellenben a hypermetrop szemek, melyek nem alkalmazkodhatnak kis távolságokra, mert nagyon rövidek, gyüjtőlencsékhez fognak folyamodni, melyek az *A*-ból (501. ábra) érkező sugarakat kevésbbé széthajlókká teszik.

Azonban az *ametropia,* mely eme bajok mindkettejét magában foglalja és a szemtengely hosszának különbségeiből származik, nem jár az alkalmazkodó tehetség tágasságának

semmi eltérésével, úgy, hogy az ebben a bajban sínlődő szemek megfelelő lencsék alkalmazásával normálisakká válnak.

Soha sem lehet eléggé kárhoztatni azt a közönbösséget, melylyel némelyek a szemök sugártörő tehetségnek még ha csekély bajait is elviselik, és még inkább azt a balvéleményt, mely őket a szemüveg viselésétől visszatartóztatja; már pedig a szemhez helyesen megválasztott lencsék okos használata az egyedüli eszköz, mely őket gyógyíthatatlan bajoktól s esetleg a vakságtól megóvhatja.

Némely szemben a különböző törő-felületek, különösen pedig a szarúhártya és a kristálylencse felületei, annyira eltérnek a gömbi alaktól **(111)**, hogy ennek hatása miatt némely egyén, ki egy pontban csillagalakban kereszteződő egyenesekre tekint, nem látja egyidejüleg valamennyi egyenest egyforma tisztán. Bárki, ki a **8.** pontbeli 413. ábrára tekint, kipuhatolhatja, vajjon szenved-e ebben a szervi bajban, melyet **asztigmatizmus**nak nevezünk s a melyet nem lehet gömbi lencsékkel enyhíteni, hanem csak olyanokkal, melyeknek a különböző délkörök mentén különböző, és a pedig a szeméivel egyenlő, de ellenkező jelű görbületeik vannak.

118. Van még az alkalmazkodó tehetség határának olyatén csökkenése, mely az évek haladásával rendszerint együtt jár és ennélfogva **prezbiopiá**nak neveztetik. Ez a kristálylencse megkeményedéséből vagy az őt igazító izomszálak elernyedéséből származik, minélfogva a közeleső pont mindinkább távozik, a nélkül, hogy ezt a távoleső pont megfelelő elmozdulása jóvá tenné. Ilyenkor gyüjtő lencsékre van szükség, hogy olvasni vagy az igen kicsiny tárgyakat szemlélni lehessen.

A retinán tényleg annál nagyobb képet nyerünk, mentül közelebb hozzuk a tárgyakat, mit különben ösztönszerűleg teszünk. Ennélfogva közeleső pontunkban helyezzük el őket, miért is némelyek e pontot **a tiszta látás távolságá**nak nevezik; mások ellenben azt a valamivel nagyobb távolságot neve-

zik úgy, a melyben valamely nyomtatványt megerőltetés nélkül olvashatunk. De megeshetik, hogy a közeleső pont nem fekszik elég közel arra nézve, hogy a retinán elegendő nagyságú képet létesitsen (**115**, (**2**)), s ilyenkor mesterségesen közelítjük oly módon, hogy a szem gyüjtő tehetségét lencsével fokozzuk.

119. A tiszta látás révén nyert képnek minimális nagysága a különböző szemek szerint változik, s változik a tárgy színével, fényességével és hátterével.

A legkedvezőbb körülmények között sikerült megkülönböztetni két pontot, melyek képei $^1/_{200}$ mm-nyire állottak el egymástól; körülbelül ennyire rúg a csapok átmérője a sárga foltban (**110**), a mi arra vall, hogy a csapok a retinának végső érző elemei.

A képeknek az ideghártyagödörre eső részei a legtisztábban különböztethetők meg; a többi annál zavartabb, mentül távolabb esnek tőle. De a gödör oly kicsiny, hogy a karhosszúság távolságában tartott mutató ujjunk körmének képe épen csak hogy elfedi. És hogy mégis jóval terjedelmesebb *mezőt* is át tudunk tekinteni, ezt a szem nagy mozgékonyságának kell tulajdonítanunk, melynélfogva a különböző pontokat egymásra következőleg tekinti. Ez a magyarázata, hogy miért oly nehéz szürküléskor az égbolton valamely csillagra vagy a tengeren valamely vitorlára rátalálni, pedig igen jól meg tudjuk különböztetni, ha már egyszer megláttuk.

120. A retina-képek a külső tárgyakról való itéletünk alapját teszik. Nagyságukat képeik nagysága szerint itéljük meg. De a kép méretei csakis a **látásszögtől** függnek, mely szög a tárgy homolog méreteinek végpontjain átmenő látásvonalak (**113**) közé van zárva.

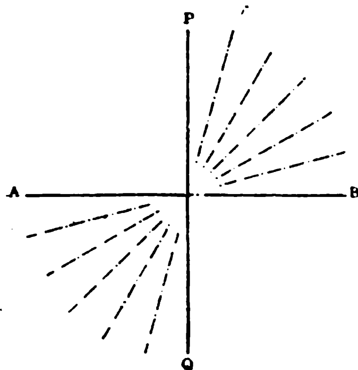
Ha adott szöget bezáró látásvonalak nagyon ferdén fordíttatnak egy korlátlan hosszú egyenesre, ebből nagyobb darabot foglalnak magukba, mint a midőn merőlegesen vannak fordítva; és valóban, ha megpróbáljuk megjelöltetni egy falon,

hogy mily magasra érne a kalap, mely fejünket fedi, ha a földre a fal mellé leteszszük: mindenki a valódinál nagyobb magasságot jelölne meg.

Arra az esetre nézve, midőn a megbecsülendő méret megközelítőleg merőleges a szemtengelyre, a **113.** pontban már megállapítottuk, hogy látszólagos nagyságát a valódi nagysága és a szem középpontjától való távolsága közötti viszonynyal mérjük. Ha ezt a távolságot ismerjük, a valódi nagyság megitélése mintegy észrevétlenül történik; de ha a körvonalak tisztaságából, vagy az alkalmazkodó tehetség megerőltetéséből, vagy a két szem tengelyének adandó hajlásból kell következtetnünk, akkor nem jövünk tisztába és gyakran csalódunk. Igy ha a szemhatár közelében levő holdat fátyolozva látjuk, meszszebb levőnek és ennélfogva nagyobbnak véljük, mint a midőn magasan áll.

121. Hogy lássuk, mennyire hamissá válhatik itéletünk, a **látásbeli** vagy **optikai csalódás**ok néhány példáját fogjuk idézni.

A függélyes vonalakat általában hosszabbaknak itéljük a vízszinteseknél: koczkának, vagy még inkább czilinder-kalapnak



502. ábra. Látásbeli csalódás.

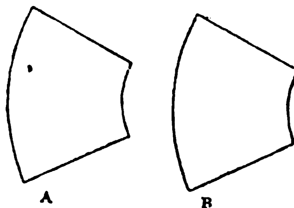


503. ábra. Látásbeli csalódás.

magassága felülmulni látszik a szélességét. Üres szoba kisebbnek tünik elő a bebutorozottnál. A PQ egyenes (502. ábra), mely

merőleges AB-re, ferdének látszik, mert az üres szögeket kisebbnek véljük a tömötteknél. Az A és B egyenesek (503. ábra) lefelé menet összehajolni látszanak s az őket keresztező vonalak nem látszanak egyeneseknek. E körülményt figyelembe kellene venniök az építészeknek, hogy aféle hibát el ne kövessenek, minőt a figyelmes szemlélő a flórenczi dóm új homlokzatán észre vesz, hol is a jobbra- és balra-kanyarodó spirális oszlopok, mivel egymáshoz közel vannak, ferde állásúaknak látszanak.

Az A és B szektorok (504. ábra) különböző nagyságúaknak látszanak, pedig a valóságban egyenlők; stb. Itt azonban nem



504. ábra. Látásbeli csalódás.

terjeszkedhetünk ki ezeknek és számtalan más csalódásnak magyarázatára, melyek már a fiziologia és részben a pszichológia terére lépnek.



505. ábra. Irradiáczió.

122. Mindazonáltal fel kell említenünk az **irradiáczió** tüneményét, mely abban áll, hogy az erősen megvilágitott területek nagyobbaknak látszanak a sötéteknél; fehér négyzet fekete alapon nagyobbnak látszik fekete négyzetnél fehér alapon; pálczika láng előtt megvékonyultnak tünik elő. Az 505. ábrában, ha néhány méternyiről tekintjük, a fehér csík jóval szélesebbnek látszik a feketénél.

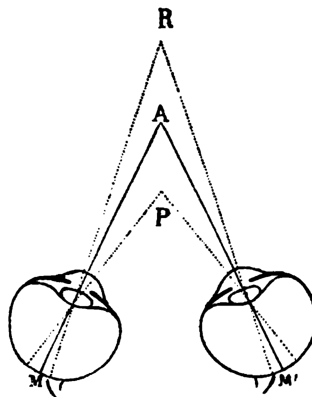
Kellőképen megvilágitott tárgy sötét alapon még 30″ látásszög alatt is látható, míg ellenben fekete vonalnak fehér alapon

nem lehet 2'-nál kisebb látásszöge; ennélfogva Amerikában azt az eszmét pendítették meg, hogy a könyveket fekete lapokra fehér betükkel nyomtassák.

Az irradiácziót az alkalmazkodó tehetség tökéletlenségével és a szem gömbi eltérésével magyarázzák; az utóbbi miatt valamely fénypontnak a retinán kicsiny kör, a *szórási kör* felel meg.

123. Nem kevésbbé csalódhatunk a **távolság megitélésében**, midőn csak egy szemmel nézünk. A távolságok megitélésében az vezérel, hogy némely tárgyat részben mások mögött látunk, hogy egyes részleteiket többé-kevésbbé különböztetjük meg; tájékoztat bennünket még az árnyékvető fényforrás helyzete, és még inkább tájékoztatnak a szemnek adott különböző helyzetek, melyeknél fogva a megfigyelt tárgy a hátteret egymástól többé-kevésbbé távol eső pontokban fedi; de a mélység valódi érzetére csak mind a két szem együttes használata révén jutunk.

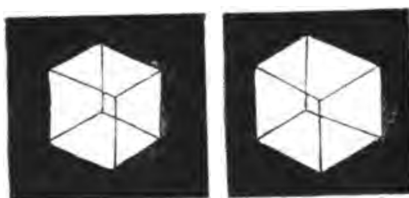
124. Valamely *A* pont (506. ábra) megtekintésekor a két szem látásvonalát e pontban hajlítjuk össze, úgy, hogy a két kép az *M* és *M'* gödrökön keletkezik. Ezt a pontot egyszerűnek látjuk, míg ellenben minden más pontot, mint *P* és *R*-t, melyek vagy közelebb, vagy távolabb esnek, kettősen látunk, miről könnyen meggyőződhetünk, ha ujjunkat szemünk elé tartjuk és egy távolabb fekvő tárgyra tekintünk. Miként a két gödörnek középpontja, úgy a két retina minden pontja kettenként megfelel egymásnak, és a képek, melyek **két megfelelő ponton** keletkeznek, a szokás erejénél fogva egyetlen egy észrevételben olvad-



506. ábra. Látás két szemmel.

nak össze. Azt a felületet, mélyen egy pillanatban egyszerűeknek látszó pontok feküsznek, *horopter*nek nevezzük.

125. De két szemmel a tárgyakat egyidejűleg különböző oldalakról látjuk, miről könnyen meggyőződhetünk, ha vékony könyvet felénk fordított háttal egyenesen tartunk: jobb szemünk a czímlapot, bal szemünk pedig az utolsó lapot fogja látni. És épen e két különböző képnek összeolvadása kelti fel a **domborúság érzetét**, melyet csak oly módon idézhetünk elő mes-



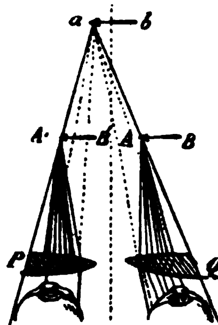
507. ábra. 508. ábra.
Fél szemmel látott koczka.

terségesen, hogy mindegyik szem elé egy neki megfelelő távlati képet állítunk. Igy ha az 507. és 508. ábra közé egy kártyalapot akként tartunk, hogy az elsőt csakis a bal szem, a másodikat csakis a jobb szem lássa, és ha a látásvonalakat akként hajoltatjuk össze, mint ha a lapon keresztül akarnánk nézni, csakhamar sikerülni fog egy átlátszó koczkát látnunk.

126. Ha azonban a két rajz terjedelmesebb volna, nem lehetne a szemeket kényszeríteni, hogy a megkívántató összehajlásra helyezkedjenek. És ezért mindig legjobb a **stereoszkóphoz** folyamodni. A leggyakoribb fajtáját az 509. ábra keresztmetszetben tünteti elő. *P* és *Q* két gyűjtő fél-lencse, *AB* és *A'B'* pedig a két stereoszkópos rajz, melyek a belőlük kiinduló sugarak eltérítése miatt két, egymást *ab*-ben fedő látszólagos képet adnak.

A stereoszkóp a többi között arra is szolgálhat, hogy vele a hamis bankjegyeket felismerjük, és hogy megtudjuk, hogy

valamely nyomtatványnak két másolata egyazon levonatbeli-e vagy sem. Valóban, ugyanazon metszetről vagy betűfajtáról való két másolat teljesen azonos, és a stereoszkóppal együttesen megfigyelve egyazon síkon jelenik meg; de ha utánzatok vagy másod-nyomtatványok, lehetetlen, hogy a vonások vagy betűk teljesen egyenközűek legyenek a két lap mindegyikén, és ennélfogva különböző síkokon jelennek meg.



509. ábra. Sztereoszkóp.

127. A lencsékből vagy tükrökből összeállított **optikai műszerek** arra valók, hogy olyan képeket hozzanak létre, melyek a megfigyelésre nézve kedvezőbb körülmények között vannak a puszta szemmel közvetetlenül megtekintett tárgyaknál. Az optikai műszereket alkotó lencsék vagy lencserendszerek *tárgylencsékre (objektiv)* és *szemlencsékre (okulár)* osztatnak fel.

128. Valamely objektiv nem egyéb gyűjtő rendszernél, melynek feladata, hogy a tárgy valódi képét hozza létre; lehet homorú tükör *(katoptrikai objektiv)*, vagy pedig gyűjtő lencse vagy lencserendszer *(dioptrikai objektiv)*.

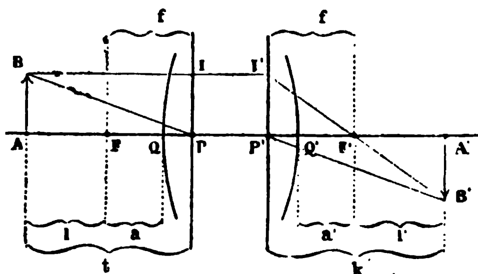
A gömbtükrök elméletéből az itt megkívántatókat már ismerjük (**36**), és a következőkben (**151**) szólani fogunk néhány műszerről, melynél objektivül használtatnak.

A **dioptrikai objektivekre** vonatkozólag megjegyezzük, hogy mindig több lencséből állanak, és pedig a végből, hogy a gömbi eltérést, a mennyire csak lehet, csökkentsék, és hogy a képek szivárvány-színezetének elejét vegyék, vagy mint mondani szoktuk, hogy a képeket *achromatikus*akká (**178**) tegyék. Továbbá ujra felemlítjük, hogy levegőbe merített lencserendszertől létesített képnek nagysága és helyzete (**106**) csakis a rendszer gyújtótávolságától ($FP = F'P'$, 510. ábra) és a fősíkok

(P, P') helyzetétől függ. Hogy az *A'B'* kép valódi legyen, nyilván elegendő, hogy az *AB* tárgy az első fősíktól a *PF*-nél nagyobb $PA = t$ távolságban legyen.

Ezek után valamely objektiv jellemző alaptulajdonságainak meghatározásában ekként járhatunk el:

1. meghatározzuk a második gyújtópontot *(F')*, megmérvén, hogy a második (utolsó) felülettől *(Q')* számított mekkora



510. ábra. A kép függése a gyújtótávolságtól.

a' távolságban van a végtelen (igen messze) távolságban levő valamely tárgynak képe;

2. megfordítjuk a rendszert és hasonlóképen meghatározzuk a másik gyujtópont *a* távolságát az első *(Q)* felülettől;

3. az első gyujtóponttól *l* távolságban valamely *AB* tárgyat helyezünk el és megmérjük valódi képének *(A'B')* a második gyújtóponttól való *(l')* távolságát. Mivel:

$$t = f + l, \quad k = f + l',$$

az általános egyenlet **(103)**:

$$\frac{1}{t} + \frac{1}{k} = \frac{1}{f} \tag{1a}$$

a következő Newton-féle alakot ölti:

$$f^2 = ll', \tag{1b}$$

mely *f* kiszámítására szolgál.

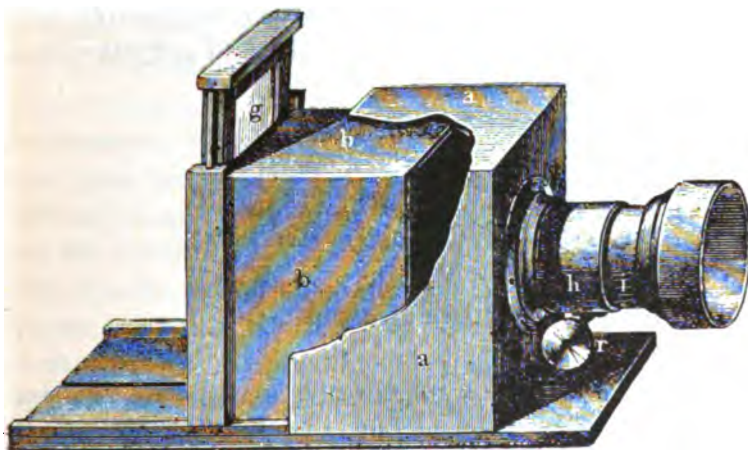
Ismervén *f*-et, az első *(P)* fősíknak az első *(Q)* felülettől való távolságát $f - a$, és a második fősíknak *(P')* a második felülettől *(Q')* való távolságát $f - a'$ adja.

A való kép fordított, és az objektiv nagyítása, vagyis a kép K nagyságának a tárgy T nagyságához való viszonya egyenlő a képnek a második fősiktól való k távolsága és a tárgynak az első fősiktól való t távolsága közötti viszonynyal **(103)**:

$$\frac{K}{T} = \frac{k}{t} = \frac{k-f}{f} = \frac{f}{t-f} = \frac{l'}{f} = \frac{f}{l}. \qquad (2a)$$

Ha $t > k$, vagyis $t > 2f$, a kép kisebb a tárgynál, és az objektiv a helyett, hogy nagyítana, kicsinyít.

129. Rendszerint ez esik meg a **sötét kamará**nak (camera obscura) nevezett készülékben (511. ábra), mely épen egy objektivből áll, mely a szekrény elülső falának közepébe illesztett



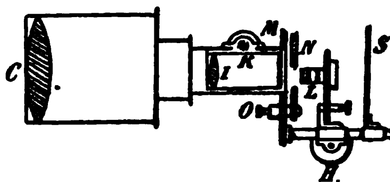
511. ábra. Sötét kamara.

fémcsőbe van foglalva. A külső tárgyak valódi képét pontosan rávettethetjük az áttetsző g lapra, és pedig oly módon, hogy vagy a szekrény hátulsó kettős falát, vagy pedig az r csavar segítségével a lencserendszert mozdítjuk el. A g lapon irónnal utánarajzolhatjuk a tárgy körvonalait; a fotografus azonban a

lapot a fény iránt érzékeny lemezzel helyettesíti, miről később (257) fogunk szólani. A legközönségesebb fotografiai objektivek két achromatikus (178) gyűjtőlencséből állanak, melyeknek gyújtótávolsága 30—40 cm s a melyek között 8—10 cm-nyi köz van. Közéjük egy átlátszatlan s a közepén kerek nyílással ellátott fényrekesz (diafragma) van téve, mely feltartóztatja a merőleges beeséstől nagyon eltérő sugarakat (27). Mentül kisebb a nyilás, annál tisztábbak a képek, de intenzitásukból is annál többet vesztenek.

130. A **napmikroszkóp** elvégre szintén csak gyűjtő objektiv, melyet azonban úgy alkalmazunk, hogy egy ernyőre nagyított valódi képet vessen, minélfogva a tárgyat a gyújtópont és a kétszeres gyújtótávolság közé megfordítva kell elhelyezni.

Az előbbeni megjelöléseket használva, a nagyítást (2*a*) képlet fejezi ki; ha erős nagyítást kívánunk, rövid gyújtótávolságú



512. ábra. Napmikroszkóp.

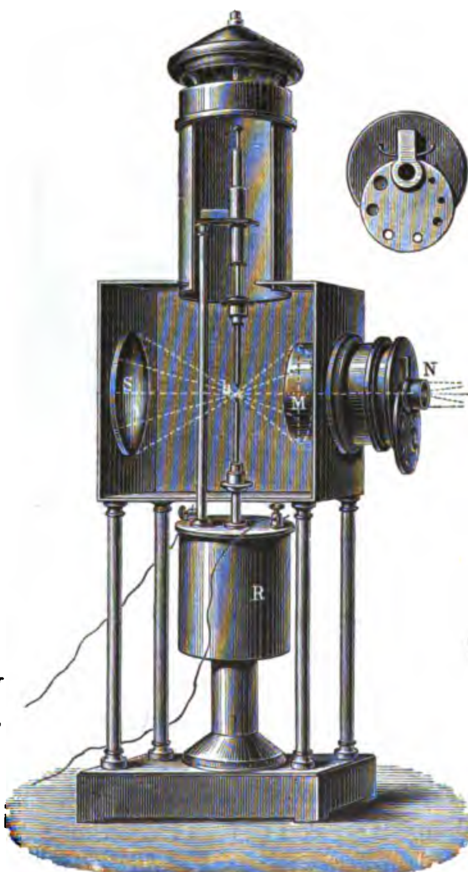
lencsét kell használnunk. De mivel ez a világosság rovására van (89), egyetlen lencse helyett ez esetben is több lencséből álló gyűjtő rendszert alkalmazunk, miként *L*-ben (512. ábra) látható.

A tárgyat, mely az átlyukasztott *M* és *N* két lemez közé van illesztve, erősen meg kell világítanunk, ha azt akarjuk, hogy a kép elegendő világos legyen; ugyanis a tőle kiinduló fény sokkal nagyobb *S* felületen oszlik meg; pontosan szólva az

$$S = \left(\frac{K}{T}\right)^2 s$$

felületen oszlik meg, hol *s* a tárgy területe. Ez az oka, hogy a *C kollektor-lencsét* kell alkalmaznunk, melyet közvetetlenül a heliostatra (**31**) illesztünk, s mely a napsugarakat az *I* második lencsére gyűjti, melynek gyújtópontja közelében van elhelyezve a tárgy. A *K* és *H* hajtócsavarok segítségével az *I* és *L* lencséket a készülék tengelye mentén a megkívántató helyzetbe állítjuk a végből, hogy a kép tisztán jelenjék meg az ernyőn, melyet az idegen fénytől kerek nyílással ellátott *S* lap óv meg.

131. A napmikroszkóphoz hasonlók a **vetítő készülékek**, melyekkel nagy hallgatóságnak képeket, apró tárgyakat vagy kis térben végbemenő jelenségeket, például egy hőmérő járását, folyadékok, gázok keveredését vagy egy hangvilla rajzait stb. szoktak bemutatni. Ilyenkor az elektromos fényhez folyamodhatunk, mint az 513. ábrában előtüntetett lámpában, mely az *S* gömbtükör középpontjában és az *M* gyűjtőlencse (*kollektor* vagy *kondenzátor* lencse) gyújtópontjában ég; vagy pedig felhasználhatunk egy mészkúpot, melyet oxigénben égő

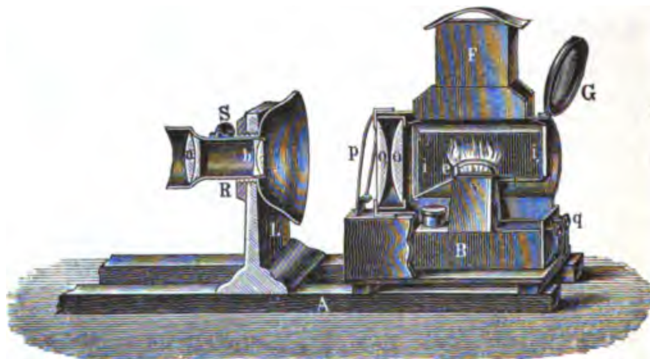


513. ábra. Vetítő készülék.

hidrogén-árammal vagy világító gáz áramával izzítunk *(Drummond-féle fény).*

A **bűvös lámpa** (laterna magica) szerényebb fajtája az ide tartozó készülékeknek, melyek közül mint igen kényelmeset a *szkioptikont* említjük fel, melyet az 514. ábra keresztmetszetben mutat.

Fényforrásul két lapos láng *(e)* szolgál, melyeket a *B* tartó kőolajjal táplál, s a melyek a légáramlást élesztő *F* kürtővel ellátott szekrénybe vannak zárva. *I* és *I'* két sík üveglemez, *G* homorú tükör, *O*, *O* pedig két kollektorlencse, melyek arra



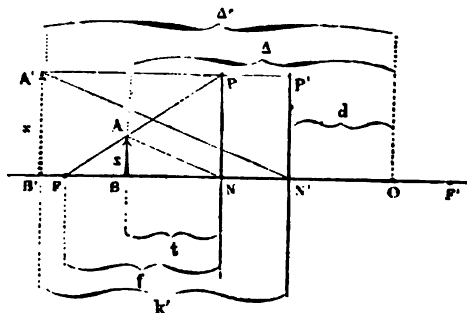
514. ábra. Szkioptikon.

valók, hogy megvilágítsák a *P* csiptetőbe fogott vetítendő képet, vagy pedig a tárgyat, mely az *L* a vetítő készülék előtt van elhelyezve; ez utóbbi az *A* sínpáron csúsztatható és egy tölcsérből és az *a* és *b* lencséből áll, melyek az *S* hajtóval igazíthatók.

132. Térjünk át az **okulár**okra **(127)**. Ezek kicsiny lencserendszerek, melyeken át a szem vagy tárgyakat, vagy objektivektől létrehozott valódi képeket, vagy végre látszólagos (virtuális) tárgyakat **(74,** (2)) figyel meg. Az okulárok csaknem mindig látszólagos képeket adnak. *Pozitiv okulárok*nak azokat nevezzük, melyek valódi tárgyak vagy valódi képek megfigyelésére

valók; ezek, nem tekintve a rövidlátók szemüvegeit **(117)**, mindannyian gyűjtő rendszerek. A *negativ okulárok* pedig látszólagos tárgyak megszemlélésére szolgálnak, azaz összehajló nyalábok összegyűjtésére valók; némely negativ okulár *gyűjtő*, mint pl. a HUYGENS-*féle* **(138)**, más pedig *szóró*, mint a GALILEI-*féle* **(150)**.

133. Abban az esetben, midőn a **pozitiv okulár** vékony lencsének tekinthető, a **84.** p. 473. ábrájából látható, hogy miként lehet a lencse és a gyújtópont *(F)* közé helyezett tárgynak képét megszerkeszteni. A kép, mint tudjuk, látszólagos és ennélfogva egyenes állású és nagyított. Abban az általánosabb esetben, midőn az okulár vastag lencséből vagy több lencséből áll, a tengelyre merőleges *AB* tárgy (515. ábra) pedig az



515. ábra. Egyszerű nagyító.

első gyújtópont és az első csomó közé van helyezve, *A*-t összekötjük *N*-nel, a második csomóból *(N')* az *NA*-val párhuzamos *N'A'* vonalat húzzuk, ezután *A*-t összekötjük az *F* gyújtóponttal s e vonalat meghosszabbítjuk, míg az első fősíkot *P*-ben nem metszi, végre e pontból párhuzamosat húzunk a tengelylyel, és a hol ez az egyenes *N'A'*-t metszi, abban az *A'* pontban van *A*-nak konjugált pontja, a tengelyre merőleges *A'B'* pedig *AB*-nek a képe, melyet tisztán lát az a szem, mely tőle abban a távolságban fekszik, melyre alkalmazkodva van.

134. Ily módon használt okulárt **egyszerű nagyítónak** nevezünk, melyet hasznunkra fordíthatunk mindakkor, midőn oly kicsiny tárgyat akarunk megszemlélni, mely a puszta szemben nem adna a retinán elegendő nagyságú képet **(118)**, még ha a tárgy a közel eső pontban feküdnék is.

A **103.** p. általános képlete:

$$\frac{1}{t} + \frac{1}{k} = \frac{1}{f}, \qquad (1a)$$

az esetben, midőn $t < f$, k-ra nézve negativ értéket ad, mi azt jelenti, hogy e távolságot a második fősíktól $(N'P')$ az AB fényforrás felé kell számitani, miként már a szerkesztés is világosan mutatja.

A kép K nagysága és a tárgy T nagysága közötti viszony, mely a **103.** p. $(2b)$ képlete szerint:

$$\frac{K}{T} = \frac{k}{t},$$

tehát negativ, s ennélfogva a kép egyenes (**74,** (4)). Abszolut értékében e viszony:

$$\frac{K}{T} = \frac{f}{f-t} = \frac{f+k}{f}. \qquad (2c)$$

Azonban a puszta szemmel megfigyelt tárgynak látszólagos nagyságát **(113)** meghatározza valódi T nagyságának a szem középpontjától való $\varDelta$ távolságához való viszonya, vagyis $\frac{T}{\varDelta}$; hasonlóképen $\frac{K}{\varDelta'}$ a kép látszólagos nagysága, ennélfogva a **nagyítás**, melyet az okulárokra nézve eme két látszólagos nagyság viszonya határoz meg, a következő:

$$N = \frac{K'\varDelta}{T\varDelta'}.$$

Ha $d = \varDelta' - k$ a szem középpontjának (O) a vékony lencsétől vagy a lencserendszer második fősíkjától (N') való távolsága, $\varDelta = \varDelta'$-re nézve:

$$N = \frac{K}{T} = \frac{k+f}{f} = \frac{\Delta - d}{f} + 1.$$

Ennélfogva máskülönben egyenlő körülmények között a rövidlátók kisebb nagyításban részesülnek; de mindenkire nézve jó, hogy rövid gyújtótávolságú okulárt válaszszon és ezt igen közel a szemhez helyezze el, a tárgyat pedig addig mozdítsa el, míg egészen tisztán nem látja.

Mindazonáltal midőn egy nyomtatvány előtt gyűjtő lencsét változatlan helyzetben tartunk, s egyik szemünkkel rajta keresztül nézünk, míg a másikat pusztán hagyjuk, úgy látszik, hogy jó, ha távolodunk. De meg kell gondolnunk, hogy ebben az esetben a távolság, melyből a tárgyat közvetetlenül nézzük, nem egyenlő — miként az imént feltettük — azzal a távolsággal, melyből a képet látjuk, azaz Δ nem $= \Delta'$; de vékony lencsére nézve $\Delta = t + d$, és ekkor a nagyítás:

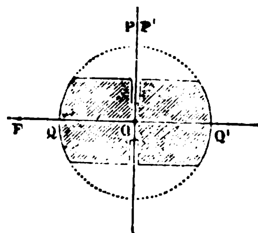
$$N' = \frac{K\Delta}{T\Delta'} = \frac{k}{t} \cdot \frac{d+t}{d+k},$$

vagy pedig k-nek (1a)-ból vett abszolut értékét helyettesítve:

$$N' = \frac{t+d}{t + \left(1 - \frac{t}{f}\right) d},$$

mely kifejezés, a zárójelben levő tag kisebb lévén az egységnél, d-vel együtt folytonosan növekszik, ha t változatlan marad.

135. Jelenleg nagyon használatos BREWSTER egyszerű nagyítója, mely végső elemzésben nem egyéb egy gömbnél, melyből a fölösleges részek elannyira le vannak metszve, hogy az egészből csak egy henger marad, mely két gömbszeletben végződik (516. ábra). A henger tengelyére merőlegesen és a középponttal szemközt egy csatorna van kiköszörülve, mely csak a czentrális sugarakat ereszti át és ennélfogva a gömbi eltérést (**88**) csök-

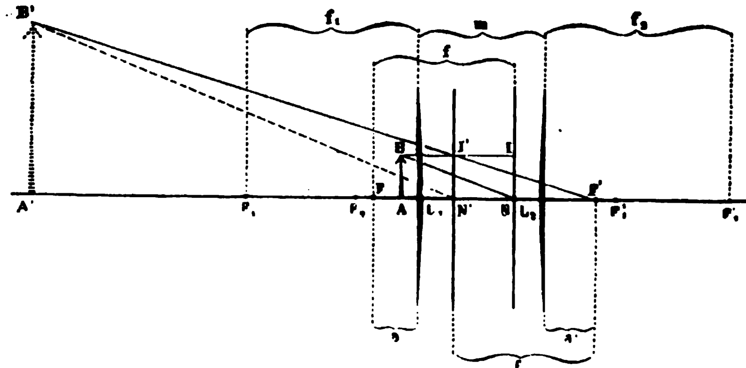


516. ábra. A Brewster-féle nagyító elve.

kenti. Ebben a mikroszkópban, miként már tudjuk (**106**, (1)), a csomópontok, tehát a főpontok is a középpontban összeesnek és a középpontnak a gyújtóponttól való távolsága a gömbsugárnak mintegy a $^3/_2$ része.

Egyszerű nagyítóúl gyakran alkalmazunk két sík-domború lencséből álló rendszert is; a lencsék sárgarézgyűrűkbe vannak foglalva, melyek lehetővé teszik a közöttük levő távolság szabályozását, hogy mindenki a szeméhez a legjobb módon alkalmazhassa. Ez a rendszer, melyet Wollaston gondolt ki, a franczia *doublet* néven ismeretes.

136. És itt helyén való, hogy megmutassuk, miként vezethetjük le két lencséből álló rendszernek elemeit, ha az egyes lencséknek — melyeket vékonyaknak fogunk felvenni — elemei



517. ábra. Lencserendszer elemeinek szerkesztése.

adva vannak. Az L_1 első lencsének (517. ábra) gyújtópontjai legyenek F_1, F_1', gyújtótávolsága legyen f_1, az L_2 második lencsétől való távolsága pedig m; a második lencse gyújtópontjait és gyújtótávolságát jelöljük F_2, F_2' és f_2-vel.

Hogy a sugarak a második lencséből egymással párhuzamosan lépjenek ki, kell hogy olyan nyaláb essék reá, mely első gyújtópontjából, F_2-ből, hajlik szét; ennélfogva a rendszernek F első gyújtópontja az a pont, melynek az L_1 első lencsére vonat-

kozó képe F_2. Ha a-val jelöljük az FL_1 távolságot és a lencsék minta-képletét, vagyis a **78.** p. (3) képletét alkalmazzuk, melyben

$$f = f_1, \quad t = a,$$
$$k = -F_2L_1 = -F_2L_2 + L_1L_2 = m - f_2$$

teendő (k a figyelembe vett lencse *előtt* számítandó), a következő egyenlet áll:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{m - f_2} = \frac{1}{f_1}. \qquad (\alpha)$$

A kombinált rendszer F' második gyújtópontja hasonló módon az a pont, a melyben az L_2-ből kilépő azon sugarak egyesülnek, melyek az L_1-re párhuzamosan esett sugarakból származtak, vagyis az L_1 lencse F_1' második gyújtópontjának L_2-re vonatkozó képe, minélfogva ez esetben a lencse minta-képletében

$$f = f_2, \quad k = L_2F' = a',$$
$$t = -L_2F'_1 = -L_1F'_1 + L_1L_2 = m - f_1$$

teendő, mi a következő második egyenletre vezet:

$$\frac{1}{m - f_1} + \frac{1}{a'} = \frac{1}{f_2}. \qquad (\beta)$$

Másrészt, ha f-fel jelöljük a rendszer gyújtótávolságát, vagyis az F első gyújtópont távolságát az N első csomótól, és ha meggondoljuk, hogy ugyanezen rendszerre nézve F_1 és F_2'-nek szükségképen konjugált pontoknak kell lenniök, alkalmazhatjuk a **103.** p. (1a) képletét, mely, tekintve hogy

$$t = F_1N = F_1L_1 + FN - FL_1 = f_1 + f - a,$$
$$k' = F'_2N' = F'_2L_2 + F'N' - F'L_2 = f_2 + f - a',$$

a következő alakot ölti:

$$\frac{1}{f_1 + f - a} + \frac{1}{f_2 + f - a'} = \frac{1}{f}. \qquad (\gamma)$$

Az α), β) és γ) egyenletekből

$$\left.\begin{aligned} a = \frac{f_2 - m}{f_1 + f_2 - m} f_1, \quad a' = \frac{f_1 - m}{f_1 + f_2 - m} f_2, \\ f = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2 - m}. \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

137. Alkalmazzuk e képleteket RAMSDEN **pozitiv okulár**jára, mely majdnem minden csillagászati messzelátónak alkotó része, és miként a *doublet* **(135)**, két síkdomború lencséből áll, a melyeknek azonban egyazon f_1 gyújtótávolságuk van. A két lencse közötti köz rendszerint $m = \frac{2}{3} f_1$, mely értékét a megelőző képletekre téve, kapjuk:

$$a = a' = \frac{1 - \frac{2}{3}}{2 - \frac{2}{3}} f_1 = \frac{1}{4} f_1,$$

$$f = \frac{f_1}{2 - \frac{2}{3}} = \frac{3}{4} f_1,$$

honnét azonnal kitetszik, hogy a gyujtópontok a rendszeren kívül esnek, és hogy ezen kívül:

$$f - a = \frac{1}{2} f_1,$$

vagy szintén hogy az első lencsének az első csomóponttól való távolsága

$$\frac{m}{2} = \frac{1}{3} f_1$$

hoszszal nagyobb a második csomóponttól való távolságánál; a második csomó tehát megelőzi az elsőt, miként az 517. ábra is mutatja, melyből egyúttal kitünik, hogy miként keletkezik az AB tárgynak $A'B'$ látszólagos és nagyított képe.

138. A CAMPANI- vagy HUYGENS-féle **negativ okulár** szintén gyűjtő, és két síkdomború lencséből áll, melyeknek sík lapja a szem felé van fordítva. Ha az L_2 második lencsének (518. ábra), mely elé szemünket tartjuk, f_2 gyújtótávolsága kisebb a két lencse közötti m köznél ($f_2 < m$), az első lencséé pedig valamivel nagyobb, azaz $f_1 > m$, a sarkalatos pontok úgy vannak elhelyezve, miként az ábra mutatja.

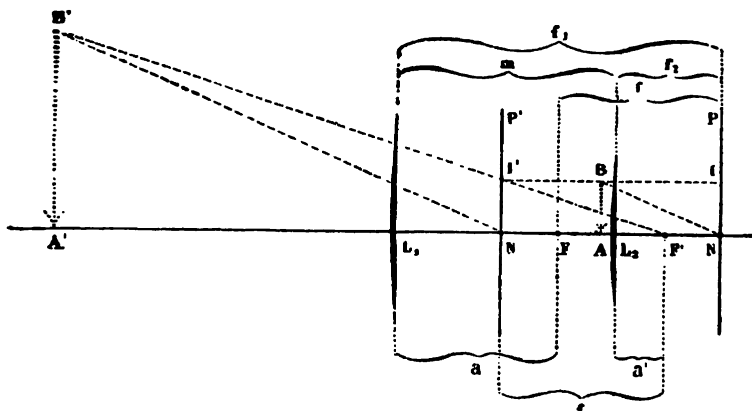
Mutassuk ki ezt arra a negativ okulárra, melyet DOLLOND angol optikus szokott szerkeszteni. Ebben:

$$f_1 = \frac{3}{2}\, m, \qquad f_2 = \frac{1}{2}\, m,$$

minélfogva a **136.** p. (3) alatti képletei így módosulnak:

$$a = \frac{\frac{1}{2} - 1}{\frac{3}{2} + \frac{1}{2} - 1} \cdot \frac{3}{2}\, m = -\frac{3}{4}\, m, \quad a' = \frac{1}{4}\, m,$$

$$f = \frac{3}{4}\, m.$$



518. ábra. Negativ okulár.

Az F első gyújtópontnak az L_1 első lencsétől való a távolsága negativ lévén, a lencse mögött, tehát jobbra kell számitani, és az f gyújtótávolság pozitiv lévén, az első gyújtóponttól szintén jobbra számítandó, és az első csomó N-ben fog lenni olyan módon, hogy $L_2N = L_1F + FN = 2f$.

Valamely beeső nyaláb, mely F felé hajlik össze, párhuzamos kilépő nyalábot fog eredményezni, de ha a beeső nyaláb az F és a második lencse (L_2) között fekvő A felé hajlik össze, oly nyaláb létesül, mely A' pontból vagyis A-nak a rendszerre vonatkozó konjugált pontjából hajlik szét, és ha a szem erre a

pontra van alkalmazkodva, $A'B'$-ben a látszólagos AB tárgynak látszólagos képét fogja látni.

Ennek az okulárnak az a jó oldala van, hogy — a mint látni fogjuk (**141**) — nagyon terjedelmes mezőt és igen szabályos képeket ad. Ennélfogva alkalmazzák is minden összetett mikroszkópban és messzelátóban, melyek irányok kitűzésére (**148**) nem használtatnak.

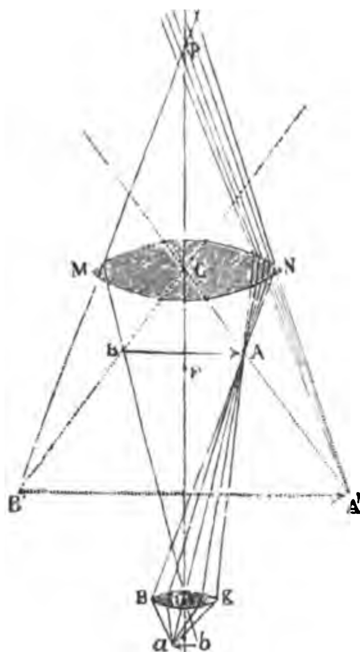
A szóró okulárokról később, a Galilei-féle messzelátó leírásában fogunk szólani.

139. Áttérünk most az **összetett műszerekre**; ezek objektivből és okulárból állanak. Az objektiv, mint tudjuk, magában véve valódi fordított képet adna, az okulár pedig arra való, hogy vele ezt a képet szemléljük, azaz hogy ennek a képnek látszólagos, nagyított és olyan távolságba helyezett képét adja, a melyre a szem alkalmazkodni képes. Ha a szem végtelen távolságra van alkalmazkodva, eme kép helyzete a második gyújtósík; ha véges távolságra van alkalmazkodva, közelebb kell esnie. De abban az anormális esetben, midőn a szem hypermetrop, az okulárnak valódi, a megfigyelő háta mögött keletkező képet kellene adnia, és ez a szem, felfogván a kilépő sugarakat, ezeket kisebb távolságban, és pedig épen a retinán egyesíti.

Legegyszerűbb alkotó részeikre visszavezetve, mindezek a műszerek két vékony lencséből állanának; de a gyakorlatban mind az objektiv, mind pedig az okulár több lencséből áll, hogy ily módon az eltérések kisebbedjenek, vagy pedig, hogy más czélok, például a mező tágítása, stb. el legyenek érhetők. Minden esetben úgy tanulmányozhatjuk őket, ha mindegyik rendszert a vele egyértékű (**108**) vékony lencsével helyettesítve gondoljuk.

E műszerek *mikroszkópok*nak vagy pedig *messzelátók*nak neveztetnek a szerint, a mint kicsiny és hozzáférhető tárgyak megfigyelésére, vagy pedig hozzá nem férhető tárgyak megfigyelésére szolgálnak.

140. Az **összetett mikroszkóp**ban a *HK* rövid gyújtótávolságú tárgylencse (519. ábra) és az *MN* gyűjtő okulár változatlan hosszúságú cső végeibe van illesztve; a csövet oly közel viszszük az *ab* tárgyhoz, a mennyire szükséges, hogy az *MN* fölött levő szem a képet tisztán lássa. A tárgy az objektiv gyújtópontján kissé túl esik, minélfogva **(86)** az objektiv az *AB* valódi és nagyított képet nemzi, melyet az egyszerű mikroszkóp módjára **(134)** szereplő okulár segítségével figyelünk meg.



519. ábra. Összetett mikroszkóp.

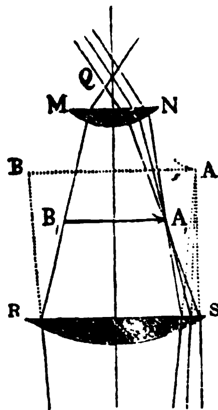
A tárgy és az objektiv közötti távolságot tehát akként kell szabályozni, hogy az *AB* valódi kép az *MN* lencse s ennek *F* gyújtópontja közé essék, és hogy az *MN*-ből kilépő sugarak oly távolságban egyesüljenek, a melyre a szem alkalmazkodni képes **(116)**, hogy az *A'B'* látszólagos képet tisztán lássa. Így például az *a* pontból kiinduló és a *HK* lencsére eső sugarak az *aO* melléktengelyen fekvő *A* pontban tényleg egyesülnek, ezután folytatják útjokat, mígnem az *MN* lencsére esnek, mely akként téríti el őket, hogy meghosszabbításaik az *AC* melléktengely *A'* pontjában metszik egymást.

Ebből következik, hogy a **mikroszkóp mezeje**, vagyis a benne áttekinthető terület, az *MN* okulár átmérőjétől függ, nevezetesen pedig a mezőt az a kúp foglalja magában, melynek

csúcsa az objektiv O optikai középpontja, alapja pedig maga a szemlencse.

Hogy az egész mezőt egyszerre áttekinthessük, a szemet az MN lencsétől hátra húzva, és pedig abban a P pontban kell tartanunk, melyben a lencse az objektiv O középpontjának képét létesíti, s mely ponton a tárgy különböző pontjaiból kiinduló fénynyalábok tengelyei mind átmennek.

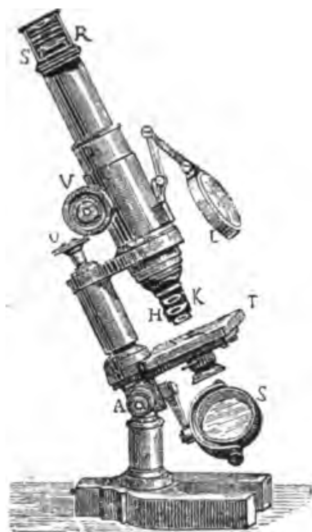
141. A mező tágítására az objektiv és az AB valódi kép közé, melyet az objektiv létrehozna, egy harmadik RS (520. ábra) lencsét teszünk, melyet épen ezért *mező-lencsének* nevezünk; ily módon a mikroszkópot a Campani-féle negativ okulárral (**138**) szereltük fel. A két lencse közötti távolság kétszerese az MN lencse gyújtótávolságának s valamivel nagyobb az RS lencse gyújtótávolságánál. Az ábrából kitünik, hogy az objektivből kilépő nyaláb, mely A-ban egyesülne, a műszer tengelye felé téríttetik el, A_1-ben egyesül, és átmegy az MN okuláron, melyet máskülönben nem érne el. Igaz ugyan, hogy az A_1B_1 kép valamivel kisebb AB-nél, melyet az objektiv egymaga adott volna, de azért kimutatható, hogy egyazon nagyítás mellett a harmadik lencse megkétszerezi a mezőt. Van még más jó oldala is, miről később (**178**) fogunk szólani.



520. ábra. Mező-lencse.

142. Az összetett mikroszkóp felszerelését az 521. ábra mutatja. A mikroszkópos praeparatumot, mely rendszerint két üveglemez közé van foglalva, a T *tárgytartóra* helyezzük, illetőleg két csiptetővel rászorítjuk, hogy el ne mozdulhasson. A lencséket tartó csövet a hüvelyében a V csavar s egy fogasrúd segítségével gyorsan eltolhatjuk, az U finom csavarral pedig pontosan beállítjuk. A tárgyat, ha átlátszó, az S homorú

tükörrel világítjuk meg, mely az ég szétszórt fényét vagy egy lámpáét reá veti; ha átlátszatlan, a fényt az *L* lencsével gyüjt-



521. ábra. Felszerelt összetett mikroszkóp.

jük össze. A megfigyelő kényelmére a készülék az *A* térd segítségével ferde állásba helyezhető.

143. Az **összetett mikroszkóp nagyítását** az $A'B'$ kép (519. ábra) egyik méretének az ab tárgy homolog méretéhez való viszonyával, vagy pedig az okulár és az objektiv nagyításának szorozmányával mérjük:

$$N = \frac{A'B'}{ab} = \frac{A'B'}{AB} \cdot \frac{AB}{ab};$$

és ha a két lencserendszer gyújtótávolságát ismerjük, könnyen kiszámíthatjuk a **128.** és **134.** p. képleteivel. A számítást azonban az olvasó szorgalmára bízzuk és inkább a nagyítás meghatározására szolgáló kisérleti módszert terjesztjük elő.

A tárgytartóra egy *mikrométert* helyezünk; ez üveglemez, melyen 1 milliméter 100 részre van beosztva; a mikroszkóp

mellé a tiszta látás távolságába pedig egy papiros lapot teszünk. A közben, hogy jobb szemünkkel a mikrométer képét figyeljük meg, a ballal a czeruza hegyét követjük, melylyel a papiros lapon a megfigyelt képet rajzoljuk. Ezután a körzővel lemérjük például 10 ily módon lemásolt osztályrész távolságát és felrakjuk egy deczimeterre. Ha az osztályrészek itt 100 mm hosszt foglalnak el, ez annyit tesz, hogy a milliméternek minden századrésze 10 mm hosszúnak látszik, a vonalmenti nagyítás tehát 1000-szeres.

A meghatározás talán még könnyebb, ha teljes visszaverődésű hasábot **(61)** vagy parányi tükröt használunk, melyet az okulár fölé akként erősítünk meg, hogy a pupilla egyik fele a mikroszkópból érkező sugarakat, másik fele pedig a czeruzahegytől érkezőket fogja fel, épen úgy, mint a mikor a világos kamarát használjuk; ily berendezés mellett a papirosra le is rajzolhatjuk a mikroszkópos preparatumok képeit.

144. Ha azután valamely **mikroszkópi tárgyat mérni** akarunk, kényelmesebb az *okulár-mikrométert* használnunk, vagyis a 100 részre osztott millimétert az okulár és az objektiv közé, és pedig épen oda helyezzük, a hol az AB (519. ábra) vagy A_1B_1 (520. ábra) valódi kép keletkezik. Ha egyszer s mindenkorra meghatározzuk, hogy a tárgytartón levő 0,01 mm az okulár-mikrométer n osztályrészét öleli fel, nyilvánvaló, hogy annak a tárgynak nagysága $n' : n$ század-milliméter, melynek képe az okulár-mikrométer n' osztályrészét öleli fel.

Érdekes tudnunk, hogy bármennyire tökéletesbüljön is a mikroszkóp, az elmélet kimutatja, hogy lehetetlen megkülönböztetnünk bizonyos határon alul levő, a sugarak hullámhosszától **(187)** függő távolságokat. A fehér fényre nézve Helmholtz a legkisebb még megkülönböztethető közöket $^1/_{3636}$ mm-nek számította ki, és $^1/_{4654}$ mm-nek az ibolyaszínű fényre nézve, a melynek a legrövidebb hullámai vannak. Ha az objektiv utolsó encséjét egy csepp vizbe vagy más folyadékba merítjük, mely

a mikroszkópos tárgyat borítja, e határok némileg szűkebbekké válnak, úgy, hogy az elmélet szerint ilyes berendezés *(immerzió)* mellett és fehér fényt alkalmazva, nem lehetetlen még $^1/_{4848}$ millimétert is megkülönböztetni.

A gyakorlatban csaknem elérhetjük az elméleti határokat, mert a legjobb Hartnack-féle mikroszkóppal fehér fényben Harting szerint $^1/_{3881}$ mm, Dippel szerint pedig $^1/_{3500}$ mm, és kék fényben Dippel szerint $^1/_{4654}$ mm tisztán látható.

145. Minden mikroszkóphoz néhány objektivrendszer s néhány okulár tartozik, hogy az egyikhez vagy másikhoz folyamodhassunk a szerint, a mint erősebb nagyításra vagy tágasabb mezőre van szükségünk. Helyén való itt megjegyeznünk, hogy a mikroszkóp jóságát nem a nagyítás dönti el, mert nem az a fontos, hogy mentül nagyobb képeket lássunk, hanem hogy jól megkülönböztethessük a legapróbb részleteket. A műszertől tehát első sorban a **képek világosságát** és a **feloldó képességet** kívánjuk, s ezeket megvizsgáljuk tipikus praeparatumokkal, minők némely diatomeák (például a *navicula* és a *pleurosigma*), vagy pedig a Nobert-féle 20 mikrométeres vonalcsoporttal, melyeknek elsejében 1 párisi vonal (= 2,256 mm) 1000 részre, utolsójában szintén 1 párisi vonal 20000 részre van felosztva. Két mikroszkóp közül az a jobbik, mely egyazon nagyítás mellett több csoportot old fel. Egy másik kívánalom a **penetráló tehetség**, melynélfogva a tárgytól némi mélységben levő rétegecske egyidejűleg megfigyelhető. Egy más kívánalom még az, hogy az objektiv és a praeparatum között hézag maradjon, hogy lemezt lehessen közbetenni.

146. Áttérünk a messzelátókra (**139**). Ezek csakis okulárban különböznek egymástól. A **csillagászati messzelátó** okulárja, miként az objektivje, gyűjtő rendszer; míg azonban a mikroszkópban a két rendszer egymástól változatlan távolságban marad, addig itt egymáshoz közelíthető vagy egymástól távolítható, hogy a *HK* objektivtől (522. ábra) nemzett *AB*

valódi kép az *MN* okulár *F* gyújtópontján belül kerüljön; az okulár lehet vagy pozitiv, vagy negativ (**132**), de mi egyértékű vékony lencsével (**108**) helyettesítettnek fogjuk feltételezni.



522. ábra.
Csillagászati távcső.

Hogy a sugarak járását megértsük, csak arra kell visszagondolnunk, mit az összetett mikroszkópról (**140**) mondottunk, mert az 522. és 519. ábra között csak az a különbség, hogy most az *ab* tárgy igen messze van, a valóságban nagyon sokkal messzebb van, semhogy ezt a könyv lapján, hol nagyon is közel esik, elő lehetne tüntetni. Következőleg (**128**) az objektivtől létrehozott kép, a messzelátóban, kisebb a tárgynál; de megmarad a maga látszólagos nagysága (**113**), midőn az objektiv *O* középpontjából nézzük, mert az *aOb* és *AOB* szögek egymással egyenlők.

Másrészt az okulár *C* középpontjából tekintett *A'B'* látszólagos kép nagyságát az $A'CB' = ACB$ szög méri, s ez a nagyság alig különbözik a szem középpontjára vonatkoztatott nagyságtól. A tárgy pedig mindenkor oly nagy távolságban van a messzelátó *OC* hosszához képest, hogy csaknem ugyanakkorának látjuk akár *O*-ból, akár *C*-ből szemléljük. Ennélfogva a messzelátó nagyítása, melyet az *A'B'* virtuális kép látszólagos nagyságának az *ab* tárgy látszólagos nagyságához való viszonya fejez ki, észrevehető hiba nélkül az *A'CB'* és *aOb* igen kicsiny szögeknek, vagy szintén az *ACB* és *AOB* szögeknek, vagy végre tangenseiknek viszonyával is kifejezhető; tehát

$$N=\frac{AB}{IC}:\frac{AB}{IO}=\frac{IO}{IC}=\frac{OC-IC}{IC},$$

vagy pedig, ha a messzelátó hossza $OC=H$ tétetik, és figyelembe véve, hogy IC nagyon megközelítőleg egyenlő az okulár f_2 gyujtótávolságával:

$$N=\frac{H-f_2}{f_2}.$$

Látjuk tehát, hogy a nagyítás annál erősebb, mentül hosszabb a messzelátó és mentül rövidebb a szemlencse gyujtótávolsága. Emmetrop szemre **(116)** nézve minden megfigyelt pontból származó sugaraknak egymással párhuzamosaknak kell lenniök, midőn a szemlencséből kilépnek, ennélfogva a valódi képnek, melyet az objektiv egymagában adna, az okulár első gyujtópontjába kell esnie, és ennek a gyujtópontnak össze kell esnie az objektiv második gyujtópontjával, ha a megfigyelt pont (mint például egy csillag esetében) oly messze van, hogy a sugarak párhuzamosaknak tekinthetők. Ez esetben, ha az objektiv gyujtótávolságát f_1-fel jelöljük, $IO=f_1$, $IC=f_2$, és ennélfogva

$$N=\frac{f_1}{f_2},$$

vagyis *a csillagászati messzelátó nagyítását az objektiv gyujtótávolságának az okulár gyujtótávolságához való viszonya fejezi ki.*

A gyakorlatban azonban jobb a nagyítást közvetetlenül meghatározni: balszemünkkel egy függélyes skálát figyelünk meg, jobbszemünkkel pedig a messzelátóban való képét figyeljük meg; ha a kép egy osztályrésze a skálának m osztályrészét fedi, a nagyítás épen m.

Meghatározhatjuk még úgy is, hogy áttetsző ernyőn felfogjuk az úgynevezett **szemkört**, mely nem egyéb az objektivnek az okulártól adott P (522. ábra) valódi képénél, és megmérjük átmérőjét, r-t. A nagyítást meghatározza az objektiv R átmérőjének ehhez az r átmérőhöz való viszonya. Valóban, ha

a szemgyűrűnek a szemlencsétől való távolságát x-szel jelöljük, úgy (78):

$$\frac{1}{H}+\frac{1}{x}=\frac{1}{f_2},$$

és (86):

$$\frac{R}{r}=\frac{H}{x}=\frac{H-f_2}{f_2}=N.$$

147. A szemkörben kereszteződnek mindazok a sugarak, melyek az objektíven keresztül mentek, ennélfogva a kép világosságára és a mező terjedelmére vonatkozólag kivánatos, hogy a szem ott legyen, hol a kör keletkezik.

A mi a **világosságot** illeti, ez, ha nem tekintjük is a lencsék felületén való visszaverődésből származó fényveszteséget, lehet nagyobb is, kisebb is a közvetetlen látásbelinél. Ugyanis a tárgyból kiinduló energia úgy érkezik a szembe, mintha valamely N^2-szer akkora területről indulna ki, és ennélfogva a kép fényessége (13) alább száll. Másrészt azonban fokozódik azon körülménynél fogva, hogy a puszta szem a tárgy minden pontjából egy-egy sugárkúpot fog fel, melynek alapja a pupilla, holott a messzelátóval felfegyverzett szem olyan sugárkúpokat fog fel, melyeknek alapja az objektív, feltéve, hogy a pupilla az egész szemkört felöleli. A gyakorlatban, midőn valamennyire terjedelmes képeket figyelünk meg, az első hatás a túlnyomó, úgy, hogy a képek halványabbak a megfelelő tárgyaknál; ellenben ha a kép egy pontra redukálódik, mint a csillagok megfigyelésében, a világosság az objektiv területével arányosan növekszik és ugyanekkor az alap sötétebbnek látszik. Innét van, hogy égi testeket messzelátóval nappal is meg lehet figyelni, melyek szabad szemmel nem láthatók.

148. Szólanunk kell még a messzelátónak egy másik igen fontos alkalmazásáról, s ezzel igazolnunk a messzelátónak a visszaverődés törvényeinek kimutatására való alkalmazását (27). A messzelátó ugyanis irányok kitüzésére, s ennek alapján két pontnak egy harmadik pontra vonatkozó szögtávolsága meg-

határozására is szolgál. E végből az okulár fel van szerelve **fonálkeresztes diafragmá**val; ez átlátszatlan korong, *DE* (522. ábra), közepén nyilással, melyen át két igen finom pókszál keresztben van kifeszítve.

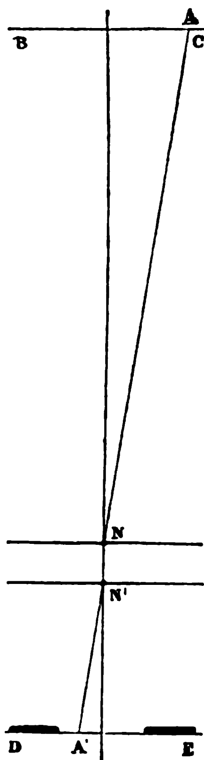
Az okulár ez esetben mindig pozitiv (**133**), és a csövecske, melybe az okulárt alkotó lencsék foglalva vannak, némi surlódással csúsztatható egy másik csőben, melyben a fonálkeresztes diafragma van elhelyezve, s ez a cső ismét egy harmadik, az objektivet magában foglaló nagyobb csőben ide-oda tolható.

Minden megfigyelőnek egyszer s mindenkorra a saját széméhez kell igazítani az okulár állását, hogy a kereszt szálait egészen tisztán lássa, és ha meg akar figyelni valamely tárgyat, elég ha elmozdítja a második csövet, mely magával viszi az okulár csövecskéjét. Hogy a tárgyat tisztán lássa, kell hogy az objektiv adta valódi kép a fonálkereszt síkjára essék, más szóval kell, hogy a *DE* fonálkereszt (523. ábra) síkja és a *BC* tárgy síkja az objektivre vonatkozólag konjugált síkok legyenek. Ha most még *N* és *N'* magának az objektivnek csomója, úgy akkor, midőn az okuláron keresztül *A* pont képét a szálak *A'* keresztező-pontjába esni látjuk, meg lehetünk győződve, hogy az *AN* és *N'A'* egyenesek párhuzamosak. Az *N'A'* egyenest, mely a szálak keresztező pontját az objektiv második csomójával összeköti, **irányzó vonal**nak nevezik; némelyek *a messzelátó optikai tengelyé*nek nevezik, bár úgyszólván soha sem esik össze a czentrális tengelylyel.

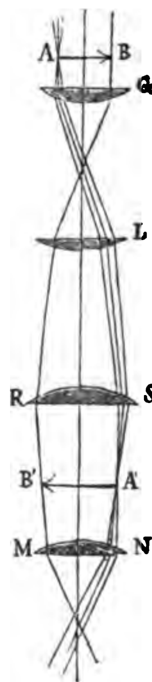
De azért az irányzó vonal a fonálkereszt egy adott állására nézve az objektiv csövére vonatkozólag változatlan helyzetű marad; ha azt akarjuk, hogy ilyen maradjon akkor is, midőn különböző távolságban levő tárgyakat akarván megfigyelni, a fonálkereszt helyzetét változtatjuk: megkivántatik, hogy párhuzamos legyen a cső geométriai tengelyével. És ezt el lehet érni, mert a diafragma négy csavar csúcsa közé állítva, van a helyén megerősítve, és ha a csőből kifelé álló csavarfejeket forgatjuk, a fonálkereszt saját síkjában mozdul el. Az optikai ten-

gely és a geométriai tengely bizonyára akkor fog egymással párhuzamos lenni, midőn a csövet saját tengelye körül forgatván, egyazon megirányzott pontnak képe maradandóan a szálak keresztező pontjába esik.

Azokban a messzelátókban, melyek különböző távolságokban levő pontok megirányzására vannak rendeltetve, a HUYGENS-féle negativ okulárnak (**138**) hasznát nem vehetjük, mert a fonálkeresztet a két lencse közé, hol a valódi képek keletkeznek, kellene elhelyezni, és az optikai tengely félretolódnék, midőn az okulár-csövet elmozdítjuk.



523. ábra. Fonálkereszt állása.



524. ábra. Földi messzelátó.

149. A földi messzelátók, ellentétben az eddig leirt csillagászati messzelátóval, egyenes képeket adnak; okulárjaik

bonyolódottabbak. Le fogjuk írni a legközönségesebbet. Az 524. ábrában *AB* az objektivtől létrehozott valódi fordított kép, mely a *G* első lencse gyujtópontján belül esik; e lencse hatása miatt *A* pont sugarai valamennyire széthajló nyalábbá (78, 464. ábra) válnak, mely átmegy a tengelyen és egy második *L* lencsére esik, mely kissé összehajlóvá teszi, és végre az *RS* harmadik lencsén átmenvén, *A'* pontban *A* képét nemzi, minélfogva az *MN* okulár elé kerülő kép másodszor is meg van fordítva, tehát a tárgyra vonatkozólag egyenes állású.

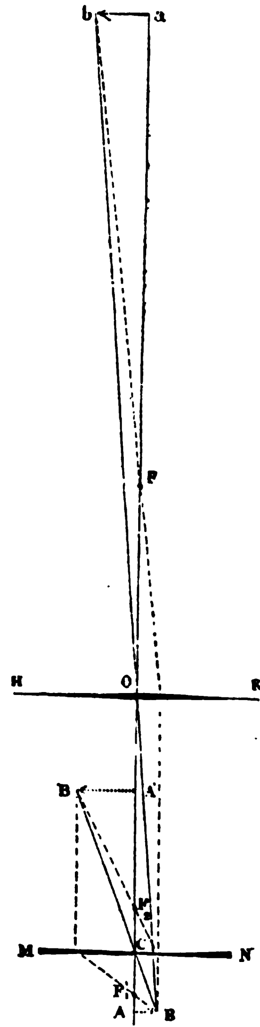
Ez az okulár végső elemzésben összetett mikroszkóp, melynek objektivjét a *G* és *L* lencse alkotja, *RS* pedig a mezős lencse mint a 141. p. 520. ábrájában, végre *MN* az okulár. Mivel az összetett mikroszkóp fordított képet ad és mivel a vele megfigyelt *AB* meg van fordítva a tárgyhoz képest: a két fordítás lerontja egymást s egyenes képet látunk.

150. A **Galilei-féle messzelátóban**, mely a szinházi csövekben is szerepel, a kép az által válik egyenessé, hogy szemlencsének szóró lencsét *MN*, (525. ábra) használunk, mely akként van elhelyezve, hogy az *AB* kép, melyet a *HK* tárgylencse egymagában adna, a gyujtópontján kissé túl essék. Minden összehajló nyalábból, mely erre az *MN* lencsére esik, mint például az *A* felé irányuló nyalábból, széthajló nyaláb (81, 470. ábra) származik, mint ha csak *A'*-ból indulna ki (525. ábra). A szem pedig az *A'B'* egyenesállású látszólagos képet fogja megfigyelni, feltéve hogy a szemlencse és a tárgylencse közötti távolságot esetről-esetre akként szabályozzuk, hogy a kilépő sugarak a tiszta látás távolságában találkozzanak.

Az 526. ábra az *ab* tárgy *A'B'* képének megszerkesztését mutatja abban az esetben, midőn a *HK* tárgylencse és az *MN* szemlencse végtelenül vékony lencsékkel van helyettesítve.



525. ábra. Galilei-féle távcső.

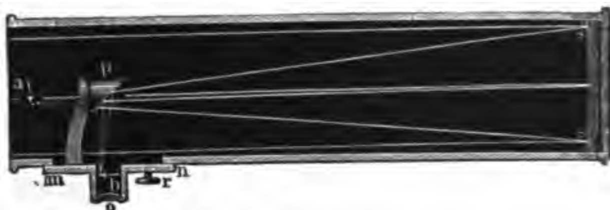


526. ábra. Képszerkesztés.

151. Vessünk még egy pillantást a **katoptrikus messzelátókra**, melyekben homorú tükrök vannak alkalmazva.

A NEWTON-félében (527. ábra) az *SS* homorú tükör objektiv-

ként szerepel, és *a*-ban valódi képet adna, ezt azonban a *F* siktükör *b* felé téríti, és *b*-ban az *O* okulárral szemléljük.



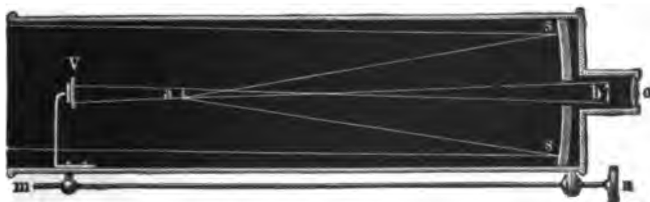
527. ábra. Newton-féle teleszkóp.

A Herschel-félében (528. ábra) az *SS* homorú tükör a tengely felé hajlik, úgy hogy az *a* valódi képet az *O* okuláron keresztül közvetetlenül megláthatja valamely észlelő, ki a fényforrásnak hátat fordít.



528. ábra. Herschel-féle teleszkóp.

A Gregory-féle teleszkóp *SS* homorú tükre (529. ábra) a közepén át van fúrva, és *a*-ban a *V* második homorú tükör középpontja és gyujtópontja között, valódi képet ad; a *V* tükör



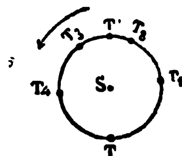
529. ábra. Gregory-féle teleszkóp.

tehát (45) megnagyítja e képet *b*-ben, hol ezt az első tükör nyilásán keresztül okulár segítségével figyeljük meg. Az *mn* húzó a *V* tükörnek beállítására szolgál.

152. Nem hagyhatjuk szó nélkül az optikai műszereknek azt a szerepét, melyet a **sugárzó energia terjedése sebességének** megmérésére való alkalmazásukban játszottak.

E mérésre különböző módszerek vannak; első sorban arról szólunk, mely csillagászati megfigyeléseken alapszik. Jupiternek négy holdja közül, melyeket GALILEI az ő messzelátójával (150) fedezett fel, ROEMER szerint megfigyeljük a bolygóhoz legközelebb eső holdnak fogyatkozásait, vagyis azt a pillanatot, melyben az illető hold a Jupiter árnyékkúpjába merül, vagy onnét kilép, és pedig akkor, a mikor a Föld pályájának a *T'*-, s azután *T* helyén volt.





580. ábra. Jupiter és holdjai.

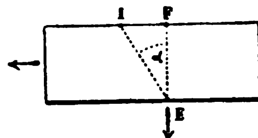
A hold keringési ideje állandó, s azért mégis azt tapasztalták, hogy két egymásra következő eltünése vagy két egymásra következő kilépése között nem egyenlő idő telik el. Ez annak az időnek tulajdonítandó, melyet a fény megkiván, míg hozzánk érkezik. De ez az idő nem okoz észrevehető különbségeket, midőn a Föld *T* vagy *T'* közelében, azaz a fénysugarak irányára merőleges irányban mozog, mert a holdtól való távolsága igen keveset változik, és a késedelmek, melyek két egymásra következő eltünés között vannak, egymást kiegyenlítik. Ekkor két ilyen megfigyelés között eltelő idő a keringési időt méri, mely 42 h, 28 min, 35 sec. De midőn a Föld *T'*-ből T_4-n át *T*-be menve a fény elől fut, a késedelmek folyton növekednek és összegeződve egészben véve 16 min 26,4 sec-ra rúgnak (DELAMBRE). Ez tehát azon idő, melyet a sugarak a *T'T* útnak, vagyis a földpálya átmérőjének befutására megkivánnak. A keringés másik felében a Föld a fénynek szemközt megy, és a holdnak eltünései közötti időközök folyton fogyatkozva ugyanannyival megrövidülnek.

Mindezekből tehát azt következtetjük, hogy a fénynek 8 min 13,2 sec-ra (493,2 sec-ra) van szüksége, hogy a Naptól hozzánk jőjjön; hogy erről fogalmunk legyen, felemlítjük, hogy egy lokomotivnak, óránként 60 km sebességgel haladva, 200 évnél több időre volna szüksége, hogy ekkora útat befusson; a fény a földgömböt másodperczenként mintegy 6 és félszer futhatná körül.

A Föld és a Nap közötti távolságot 148 450 000 km-nek véve s ezt 493,2-del elosztva, a fény sebessége mintegy 301 000 km per sec.

A Napon történő dolgokról mintegy 8 percznyi késedelemmel veszünk tudomást, s e késedelem 3 évnél nagyobb időközre rúg a hozzánk legközelebb levő többi álló csillagra nézve, melyek tőlünk legalább 200 000-szer távolabb vannak a Napnál; a tőlünk messzebb levő álló csillagokra vonatkozó konjekturák néhány évszázadnyi késedelemre vezetnek, úgy, hogy jelenleg azon forradalmaknak vagyunk tanúi (**241**), melyeken ezen égi testek régmult időkben mentek keresztül.

153. Egy másik csillagászati módszer **a fény aberráczióján** alapszik, melyet Bradley 1728-ban fedezett fel. Ez a tünemény bizonyos látszólagos elmozdulásban áll, melyet az álló csillagokon egy év lefolyása alatt megfigyelhetünk: az ekliptika síkjában fekvők egyenes vonalú kirándulásokat látszanak tenni, az ekliptika sarkainak közelében levők kicsiny köröket látszanak leírni, valamennyi többi pedig kicsiny ellipszisekben látszik keringeni. Hogy ennek okát megérthessük, tegyük fel, hogy egy vasuti vonatot, futására merőleges irányban, puskalövés ér. A golyó fúrta két lyukat összekötő vonal nem fog merőleges lenni a keresztül lőtt kocsi hosszirányára, hanem a belépő golyó fúrta *I* lyuk (531. ábra) közelebb fog esni a lokomotivhoz, mint az *E*

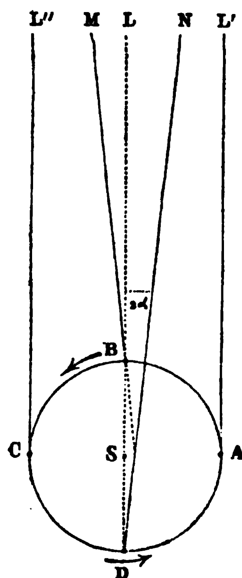


531. ábra. Golyó útja a vonatban.

lyuk, melyet a golyó kiléptekor fúr, minek oka az az idő, mely eltelik, míg a golyó a kocsit keresztül járja. És ha a lövedék sebességét v-vel, a vonatét v'-vel jelöljük, nyilvánvaló, hogy

$$\frac{FE}{FI} = \frac{v}{v'} = \frac{1}{\operatorname{tang} \alpha}.$$

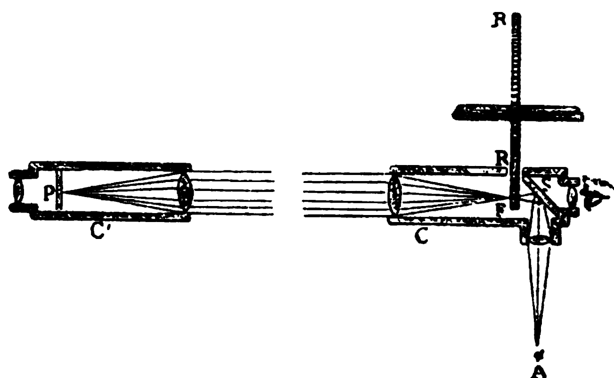
Hasonlóképen úgy látszik, hogy valamely csillag, mely a földpálya síkjában fekszik, egy év alatt kicsiny egyenes vonalú kirándulást tesz, minek oka egyrészt a Föld keringő mozgása, másrészt a fény sebessége. Az évnek különböző, a földpálya különböző pontjainak megfelelő napjaiban a sugarak csak akkor érnek hozzánk a maguk valódi irányában, midőn a Földet a csillaggal összekötő egyenesben mozgunk, vagyis midőn A-ban (532. ábra) vagy C-ben vagyunk. Más pontokban a sugarak elmozdultaknak látszanak; B-ben és D-ben mozgásunk merőleges a fény mozgására, és a látszólagos elmozdulás a legnagyobb: a helyett, hogy a sugarakat az $L'A$ és $L''C$-vel párhuzamos LBD mentén kapnók, az MB, illetőleg ND irányban jönnek hozzánk. Ha tehát 2α-val jelöljük az ezen irányok bezárta szöget, vagyis a csillag évi látszólagos kirándulásának szögmértékét, a fénysebesség a földkeringés sebességéhez az $1 : \operatorname{tg} \alpha$ viszonyban fog lenni, és mivel a csillagászati megfigyelések szerint megközelítőleg $2\alpha = 41''$, a fény sebessége mintegy 10 000-szerese a Föld sebességének.



532. ábra. A fény aberrácziója.

154. Eme két módszer mindegyike föltételezi, hogy a Földnek a Naptól való távolsága ismeretes. Most azonban látni fogjuk, hogy eme bizonytalan adattól függetlenül is sikerült a fény sebességének meghatározása a földgömb felületén.

FIZEAU 8633 m távolságban két messzelátót (*C* és *C'*, 533. ábra) objektivjeikkel szemközt állított fel. Az elsőnek okulárja előtt a tengelyhez 45° alatt hajló síklapú és átlátszó *S* lemez állott, s oldalt fel volt szerelve egy csővel, melynek lencséje az *A* fényforrás képét a *C* objektiv *F* gyujtópontjába vetette, úgy, hogy a második távcsőbe párhuzamos sugarak nyalábja esett. E sugarak a *P* gyujtópontban egyesültek, s itt visszaverettek egy



533. ábra. Fizeau kisérlete.

sík tükörtől, mely a tengelyre merőlegesen állott, ezután párhuzamosan kiléptek, *F*-ben ujra találkoztak, s az *S* lemezen részben áthatolva, a szemlencsére estek, melyen át a megfigyelő ragyogó fénypontot látott.

Azonban az *F* gyujtósíkban az *RR* fogaskerék forgott, melynek átlátszatlan fogai egyenlő szélességűek voltak az átlátszó közökkel; a kerék forgásbeli sebességéhez képest a ragyogó pont majd eltünt, majd ismét megjelent. Az első eltünés másodperczenkénti 12,6 forgásnál állott be, az első megjelenés kétszer annyi számú forgásnál; a második eltünés háromszor annyinál, és így tovább. Mivel pedig mind az egyes fogaknak, mind pedig a fogak közötti hézagoknak szélessége a kerület $^1/_{1440}$ részét tette, azon idő, mely alatt egy-egy köz a gyujtópont előtt elhaladt, másodperczekben volt:

$$1 : (1\,440 \times 12{,}6) = 1 : 18\,144,$$

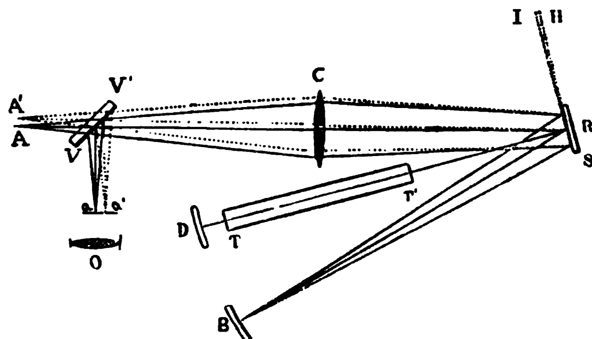
és egyenlő volt azon idővel, mely alatt a fény ide-oda ment, azaz mely alatt

$$2 \times 8\,633 = 17\,266 \text{ m}$$

útat befutott. E kisérlet szerint tehát a fény a levegőben másodperczenként 17 266×18 144 = 313 274 304 méternyi sebességgel terjed.

Cornu 1875-ben a meghatározást ugyanezen módszer szerint és tökéletesebb eszközökkel ismételte, és sok megfigyelés középértékéül a levegőben 300 330 km, az üres térben pedig 300 400 km másodperczenkénti sebességet kapott, mely adatnak valószinű hibája $^{1}/_{1000}$.

155. Foucault ellenben 1862-ben más módszert követett, melynek eszméje Wheatstone és Arago-tól való, s mely abban áll, hogy az A pontból (534. ábra) kiinduló sugarak a VV' üveg-



534. ábra. Foucault kisérlete.

lemezen és a C gyüjtő lencsén át az S sík tükörre vezettetnek, hogy ettől visszavetve, A valódi képe épen a B homorú tükör felületén keletkezzék, melynek görbületi középpontja R-ben van. Ily módon B-ből mint csúcspontból egy kúpalakú nyaláb megy vissza az S tükörhöz, ettől ujra visszaveretik, s a lencsén ujra átmenve, részben az A fényforrásban, részben pedig a VV' lemeztől visszaveretve, egy üvegskálán, a-ban, gyülemlik ismét

össze, hol is az O okulár segítségével megfigyelhető. Az S tükör azonban igen nagy sebességgel forog, minélfogva a B-ből visszatérő fény már nem találja kezdetbeli IR helyzetében, hanem IRH szöggel elfordulva, úgy hogy a fény visszafelé menet a pontozott vonalakat követi, és a megfigyelő nem látja már a képet a-ban, hanem a'-ban.

Megmérvén az aa' és AR távolságokat, kiszámitható az IHR szög, melylyel az S tükör elfordult, és e szögből, megmérvén még a tükör szögsebességét, kiszámítható az idő, mely ehhez az elforduláshoz megkivántatott: ez az idő pontosan megegyezik azon idővel, melyet a fény az RB út kétszeri befutására megkivánt. FOUCAULT ily módon a fény sebességét 298 000 kmnek találta.

Ezután egy másik D homorú tükröt oly módon alkalmazván, hogy a sugaraknak a vízzel megtöltött TT' csövet kellett átfutniok, azt találta, hogy a kép ez esetben nagyobb eltolódásban részesült, minélfogva *a fény a vízben lassabban terjed, mint a levegőben;* később **(190)** látni fogjuk eme tény kiváló jelentőségét.

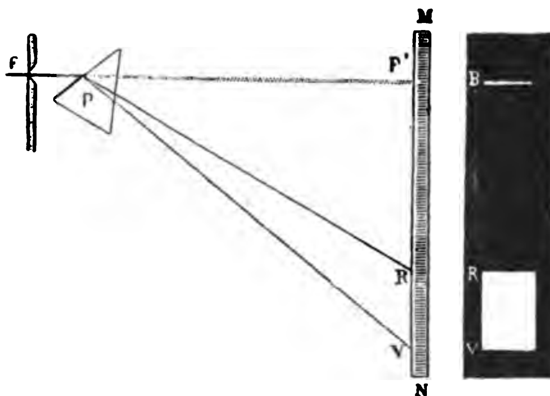
156. A földpálya méreteire vonatkozó csillagászati adatokból és a fény aberrácziójából **(153)** kiszámítható a terjedés sebessége; és viszont, ismerve ezt a sebességet, le lehet belőle vezetni a Földnek a Naptól való távolságát, és úgy látszik, hogy ez utóbbi eljárás nagyobb szabatosságot enged meg, különösen a mióta az amerikai MICHELSON és NEWCOMB fontos módosításokkal ismételte FOUCAULT kisérletét. Az első a fénynek az űrben való sebességét másodperczenkénti 299 853 kilométerre, az utóbbi pedig 299 860 kilométerre teszi, mely értéket az aberráczió állandójával ($a = 20{,}492''$, NYRÉN szerint) egybevetve, a Földnek a Naptól való távolságát $149{,}61 \times 10^6$ kilométernek találjuk.

A fény sebességét az abszolut $C. G. S.$-rendszerben kerek számban 3×10^{10}-nek fogjuk felvenni.

XXXI. FEJEZET.

SZÍNSZÓRÁS ÉS ACHROMATIZMUS.

157. Sötét szobába az *F* vízszintes résen át (535. ábra) a heliostat vagy naptükör segitségével a napsugarak egy nyalábját vetjük, mely, ha zavartalanul terjedhet, a szemközt levő fehér ernyőre *F'*-ben a *B* fényes csikot veti. De ha azután a



535. ábra. A szinkép keletkezése.

nyilás mögé a *P* hasábot akként helyezzük, hogy oldalélei vízszintesek, törőéle pedig fent legyen, a sugárnyaláb a mellett, hogy a hasáb alapja felé eltéríttetik, egyúttal szét is szóródik, azaz legyező módjára szétágazódik, és a szemközt levő ernyőn a **Nap színképe (spektruma)** jelenik meg; vagyis szivárványszínű függélyes szalagot fogunk látni, melyben a vörös fent *(R)*, az ibolyaszín pedig lent *(V)* fog lenni.

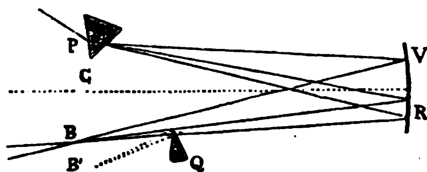
Adott beesésű fehér fényből tehát végtelen sok *különböző*

törékenységű, azaz különböző törésmutatójú sugár származik, és e sugarak a különböző színek érzetét keltik fel.

Newton nyomán hét színt szoktunk a színképben megkülönböztetni, melyek a gyengébb törékenységűektől az erősebb törékenységűek felé menve, rendszerint **(174)** ekként sorakoznak: *vörös, narancs, sárga, zöld, világoskék (azur), sötétkék (indigó), ibolya.*

Mivel azonban a színérzet az egyik végtől a másikig folytonosan változik, a színek eme skálája önkényesen van megállapítva. A zöld és sárga közé közbe lehetne iktatni a zöldes-sárgát, vagy az alma-sárgát; a zöld és kék közé a zöldes kéket, stb.

158. De bizonyos, hogy a színkép minden egyes pontjában a fény egyszerű, vagyis, ha az *MN* ernyőbe, melyre a színképet vetítettük, kicsiny nyilást vágunk, az ezen átmenő igen vékony nyaláb egy második hasábbal többé már szét nem bontható,



536. ábra. A színkép színeinek egyesítése.

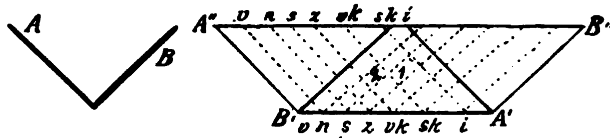
hanem csupán többé-kevésbbé eltéríttetik a szerint a mint közelebb-távolabb van a szélső ibolyától.

Homogén sugarak, vagyis egyazon törékenységű sugarak nyalábja **monochromatikus (egyszínű) fényt**, vagy **egyszerű színt** hoz létre. És ha a napfény különböző színű sugarakból úgy van *összetéve*, kell hogy e sugarak mindegyikének egyesítéséből ujra fehér fény származzék. Valóban, ha a színképet homorú tükörre (536. ábra) ejtjük és a visszavert nyalábot fehér lapon felfogjuk, úgy *B*-ben, hol **(42)** a *P* hasáb képe keletkezik, a lap fehér fénynyel van megvilágítva, e ponton túl a színkép színei ellenkező sorrendben ismét előkerülnek.

159. Ha ezután a kicsiny *Q* hasábbal a visszavert nyaláb egy részét oldalt vettetjük, a *B* kép megszünik fehér lenni és még egy másik *B'* kép fog megjelenni. *B* és *B'* színei összetettek és **kiegészítő színek**, mert a színképnek azon sugarai, melyek az egyikben nincsenek meg, a másikat hozzák létre. Ha például *B* zöld, úgy *B'* vörös; ha *B'* ibolya, úgy *B* narancs.

160. A fehérnek érzetét felkeltjük akként is, hogy a színkép valamennyi színét rendkívül gyors egymásutánban a szembe vezetjük, mi végből a színes sugarakat forgó vagy lengő síktükörrel vezetjük vissza. Ekkor *a képeknek a szemben való maradandósága* miatt a hatás olyan, mintha a különböző sugaraktól a retinán gerjesztett ingerek egyidejűek volnának, szín és így egyetlen érzetbe olvadnak össze.

Mindazonáltal nem kell gondolnunk, hogy a fehér szín látásához a színkép valamennyi színének közreműködése kivántatik.



537. ábra. A fehér szín keletkezése.

Hogy erről meggyőződjünk, a naptükör elé az eddig használt vízszintes rés helyett két összefutó és a vízszinteshez 45° alatt hajló *A* és *B* rést (537. ábra) illesztünk, s e réseket egy messzelátó tárgylencséje elé helyezett függélyes hasábon át figyeljük meg.

A két résnek *A'A''* és *B'B''* színképét részben egymáson fekvő parallelogrammoknak fogjuk látni, s meg lehet majd állapítani a hatást, melyet két egyszerű sugárnak egyidejű közreműködése a szemre tesz: *1*-ben a sárgának és az indigónak kombinált hatását, *2*-ben a narancsét és a kékét, stb. Ekként beigazolhatjuk például a következő táblázatban összeállított kombinácziókat.

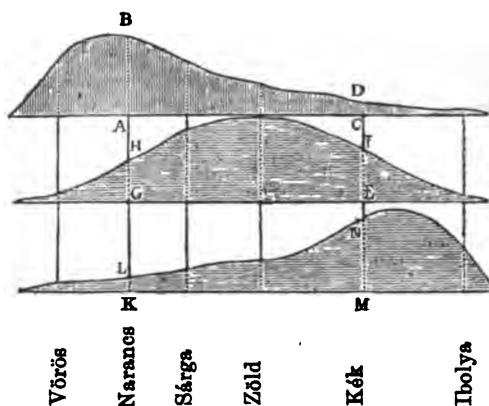
Egyszerű színek	Ibolya	Indigo	Kék	Zöldes kék	Zöld	Zöldes sárga	Sárga
Vörös	Bibor	Sötét piros	Halvány piros	Fehér	Halvány sárga	Arany sárga	Narancs
Narancs	Sötét piros	Halvány piros	Fehér	Halvány sárga	Sárga	Sárga	
Sárga	Halvány piros	Fehér	Halvány zöld	Halvány zöld	Zöldes sárga		
Zöldes sárga	Fehér	Halvány zöld	Halvány zöld	Zöld			
Zöld	Halvány kék	Ultra-marin	Zöldes kék				
Zöldes kék	Ultra-marin	Ultra-marin					
Kék	Indigó						

A miként az *egyszerű* kéknek az *egyszerű* narancscsal való kombinált hatása miatt fehéret látunk, épen úgy minden más egyszerű színnek megvan a maga társa, melylyel együtt a szembe érkezve a fehérrel azonos érzetet ébreszt. Igy például az ibolya valamelyes zöldes sárgával, a vörös valamelyes zöldes kékkel, stb.* Nem fölösleges azonban megjegyeznünk, hogy az imént leírtuk kisérlet ismétlésében megkivántatik, hogy a szem az egymást fedő két színképnek, annak sora szerint csakis igen kicsiny megvilágított részét lássa, mert máskülönben a szomszédos színek elkápráztatják és a fényérzet bonyolódottabbá válik.

161. **A színérzetek elmélete,** mely ez idő szerint általánosan el van fogadva, a következő. A szemben nem találunk a mására annak a számtalan szervnek, mely a fülben a külön-

* A színek kombinácziójának ezt a módját nem szabad összetévesztenünk azokkal a keverékekkel, melyeket a festő a palettáján készít, a midőn például berlini kékből és a sárga gummi-guttiból zöldet kever. Erről később (**226**) fogunk szólani.

böző egyszerű hangok számára van rendeltetve. Úgy látszik, hogy a szemben a különböző idegeknek csak három fajtája van: vöröset érző idegek, zöldet érzők és ibolyát érzők. Mindezeket az idegeket bármily homogén fény (158) izgatja, de különböző mértékben: az elsőket leginkább a színkép vörös tájékán levő



538. ábra. A színérzet szemléltetése.

sugarak, a második nembelieket a közepes törékenységűek, a harmadik féléket az ibolyaszínűek, úgy, hogy a különböző izgathatóságot az 538. ábrabeli három görbével tüntethetnők elő, hol is a metszéki pontok a színkép különböző tájékainak felelnek meg.

A fehér fény a háromféle ideg egyenlő izgatásának eredménye. Valóban, a három görbe egyenlő területet foglal el, és a színkép minden sugarának együttes hatása fehéret ad (158). Hasonlóképen ha a narancs és az kék ordinátáit figyelembe veszszük, kitünik hogy

$$AB + CD = EF + GH = KL + MN,$$

és fehéret látunk, ha az ezen ordinátáknak megfelelő sugarakat egymással összekeverjük (160).

Megjegyezzük, hogy ezen elmélet szerint minden színérzet keverve van a fehérnek érzetével, mert mindig mind a három

nembeli ideg izgattatik; sőt a fehér érzete el is nyomhatja a másik színét, ha a sugarak nagyon intenzivek, mi tényleg meg is esik, különösen az ibolya fény esetében. A feketét teljes nyugalomnak, a szürkét gyenge, de egyenlő izgatásoknak kell tulajdonítani. Igen gyenge fényben nem különböztethetjük meg a színeket, miként például reggel napkeltekor is megesik.

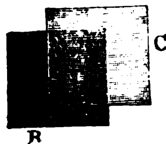
162. Ez az elmélet számot ad a **daltonizmus (színtévesztés)** néven ismert betegségről is, mely baj miatt nem lehet jól megkülönböztetni a színeket, tehát részletes vakságnak tekinthető. Közönségesen az első nembeli idegek az érzéketlenek. A ki e bajban szenved, nem látja a színkép szélső vörös sugarait, és az egész színkép rá nézve két árnyalatra olvad össze: az egyik a vöröstől a zöldig ér, s ezt ő sárgának nevezi, a másik pedig rá nézve kék. Nem veszi észre a különbségeket, melyeket az összetett szinekben a vörösnek hozzájárulása előidézhet. A bibor-vörös, az ibolya, a zöldes-kék és a fehér neki egyenlőnek látszik, legfeljebb a világosságban vesz észre különbségeket. Oly eseteket is jegyeztek fel, melyekben valamennyi szín mindössze is csak világosságbeli különbségekre olvadt össze. Ekkor az idegeknek csak egyik faja tevékeny. Vannak azután olyan egyének is, kiknek csak az egyik szemök színtévesztő, a másik pedig csaknem normális.

Az utasok biztonságára nézve igen fontos, hogy a vasuti alkalmazottak ne szenvedjenek ebben a bajban, mely sokkal elterjedtebb, semmint gondolnók, mely miatt nem ismerhetik fel a különböző szinű jelzéseket, miért is az igazgatóságok nem mulasztják el, hogy alkalmazás előtt színbeli látásukat vizsgálatnak vessék alá.

163. Egyéb szubjektiv tüneményeket azzal a feltevéssel magyarázunk, hogy az izgatott idegek kifáradnak és ennélfogva elérzéketlenednek. Igy midőn napos időben az utczáról gyenge világosságú szobába lépünk, először semmit sem látunk, de később, midőn a látó idegek magukhoz tértek, már megkülön-

böztethetjük az egyes tárgyakat, végre pedig egészen jól látjuk. Ugyanezen oknál fogva a Nap sötét képét látjuk a világos égboltról leválni, ha a Napba néztünk és szemünket elfordítjuk. Az egymásra következő színváltozásait eme **káprázatbeli képeknek**, melyeket igen fényes testnek megfigyelése után becsukott vagy homályos háttér felé fordított szemmel figyelünk meg, a különböző látó idegek fáradtságának különböző tartamával magyarázzuk.

Ha szürke háttérben levő vörös négyzetre némi ideig mereven tekintünk, csak az első nembeli idegek fáradnak ki, mint a melyek a négyzet képét felfogják; és valóban, a vörös kevésbbé élénknek látszik. Ha azután tekintetünket a háttérre fordítjuk, kiegészítő színű, tehát zöldes négyzetet fogunk látni, mert a másik két nembeli idegek frissek és ennélfogva nagyobb az észrevevő képességök. Ha pedig úgy tekintünk, hogy az új kép a régit részben elfedje, két négyzetet (*B* és *C*, 539. ábra) látunk, melyek képe halvány vörös a hol egymást fedik, élénk vörös a retinának frissen izgatott pontjainak megfelelőleg, világos zöld pedig ott, a hol a vörös, idegei már fáradtak és a szürke háttér fehér fényét fogják fel.



539. ábra.
Káprázatbeli kép.

164. Az **ellentétbeli hatások,** melyeknél fogva valamely szín élénkebbnek látszik, midőn kiegészítő színének (**159**) közelében van, részben ugyanilyen eredetűek; minthogy a tekintet mindig nyugtalan, a közben, hogy a retina valamely pontban, például a vörösnek hatását fogja fel, a zöldnek megfelelő idegek pihennek, és ennélfogva teljes mértékben megtartják a zöld sugarak iránt való fogékonyságukat, melyek kevéssel azután ugyanabba a pontba érkeznek.

Azonban az ellentét okai bonyolódottabbak, mert itt közreműködik az a szokásunk, hogy némely tárgy színét a jelenlevő többi tárgy színéhez és világosságához képest viszonylagosan

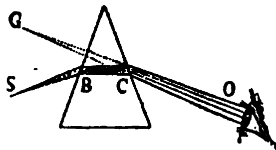
itéljük meg. Hogy erről fogalmunk legyen, elegendő, ha azt a példát említjük fel, a midőn fehér lapot nappali fénynyel és gyertyával egyidejűleg világitunk meg: az első fényforrástól vetett árnyék, melyet a gyertya sugarai is megvilágitanak, sárgának látszik, a mint hogy sárga is; de a gyertyalángtól vetett árnyék kékesnek tűnik elő, pedig a valóságban fehér, és ez a csalódás onnét van, hogy az összehasonlítás alapjául a lap világosabb tájékait veszszük, s ennélfogva ezeket a valóságban sárgás tájékokat fehéreknek véljük. — Bővebben azonban nem foglalkozhatunk ezekkel, és más ilyes tényekkel, melyek magyarázatára azt is kellene elemeznünk, hogy mily hatással van a fény erőssége a színérzetre, és ennélfogva itéletünkre is; e helyett az olvasót HELMHOLTZ klasszikus munkáira utaljuk.

Itt még csak annyit említünk fel, hogy némelyek véleménye szerint a színek észrevevésében mutatkozó sokféle különös jelenség könnyebben magyarázható, ha három helyett négyféle elemi színérzetet tételezünk fel, t. i. a pirosat, zöldet, sárgát és kéket. Egyesek kétségbe vonják azt, hogy annyiféle idegvégződés volna, a mennyi az elemi színérzet s azt a javaslatot teszik, hogy a különböző színérzeteket mechanikailag, t. i. az egyféleképen izgatható idegek különböző, az izgatás minőségétől függő mozgásával magyarázzuk; avagy chemiai hatásokból, melyeknek az egyféle idegek végén levő anyagok összetevés és szétbontás révén lennének alávetve. Annyi kétségtelen, hogy ebben az igen nehéz kérdésben az utolsó szó még nincsen kimondva.

165. Térjünk vissza a napfénynek a hasábbal létesített színszórására **(157)**, és vessük fel azt a kérdést, vajjon a sugarak törékenysége folytonosan változik-e, azaz nincsen-e a Nap színképében semmi sötét hézag?

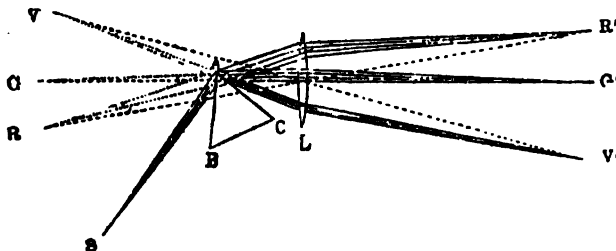
Hogy e kérdésre megfelelhessünk, gondoljuk meg, hogy a midőn az *S* nyílásból (540. ábra) homogén **(158)**, például sárga sugarak nyalábja indul ki, az *O*-ban levő szem, mely a kilépő nyalábot felfogja, *G*-ben nem színképet fog látni, hanem a

nyílásnak csak egyetlen, a hasáb törő éle felé mozdult látszólagos képét fogja látni; ha a kilépő nyalábot gyüjtő lencsén vezetjük át, a nyílás valódi képét is felfoghatjuk az ernyőn.



540. ábra. Tiszta színkép látása.

De ha az S nyílásból (541. ábra) három monochromatikus nyaláb indulna ki, az L lencsére három külön nyaláb esnék, mintha R, G és V-ből indulnának ki, és a lencse az R', G' és V' valódi képeket adná.



541. ábra. Tiszta színkép keletkezése.

Ezek a képek annál keskenyebbek, mentül szűkebb a nyílás, és egymástól annál távolabb fognak esni, mentül erősebb a lencse nagyítása, és mentül nagyobb a különböző színű sugarakra nézve a hasáb okozta eltérítések különbsége. Ennélfogva hasonló kedvező körülmények közé kell helyezkednünk, ha **tiszta színképet** akarunk tanulmányozni.

Ily módon tényleg igen hosszú színképet nyerhetünk és megállapíthatjuk, hogy a Nap színképét számos sötét vonal szakgatja meg; e vonalakat először Wollaston figyelte meg, később Fraunhofer és mások újra felfedezték és gondosabban tanul-

mányozták és számukat ezrekre rugónak találták. E vonalak nyilván arról tanuskodnak, hogy a Naptól nem jutnak el hozzánk a megfelelő törékenységű sugarak.

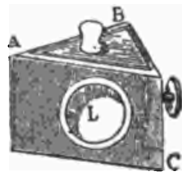
166. A közepes hosszúságú színképekben e vonalak csoportokba verődnek össze, miként a könyvhöz mellékelt I. és II. táblán látható, és FRAUNHOFER nyomán szokás többet közülök a betűrend betűivel jelölni. Az *A*, *B* és *C* vonalak a vörösben vannak; *D* a sárga tájékán, mely a színkép legfényesebb része, *E* a sárga és a zöld között, *F* a zöldes kékben, *G* az indigóban, *H* az ibolyában (I. táblán 1).

Mellesleg megjegyezzük, hogy chromolitografiával lehetetlen valamely színképet híven visszadni, mert minden festék összetett színű, a színképi színek pedig egyszerűek.

167. A helyett, hogy a színképet ernyőre vetítenők, czélszerűbb a FRAUNHOFER-féle vonalakat messzelátóval figyelni meg; ennek tárgylencséjét az 541. ábrában *L* tüntetné elő.

E vonalakhoz folyamodunk mindakkor, midőn a színképnek valamely jól meghatározott pontját kell kitűznünk, így például, midőn a **62.** p. (1), (2) és (3) képleteit, és velök együtt a sugártörés alaptörvényeit (**53**) akarjuk beigazolni, vagy midőn pontosan meg akarjuk mérni a különböző anyagok törésmutatóit (**54**).

Ha szilárd anyag forog szóban, hasábot vágunk belőle, vagyis két tökéletes síklapot csiszoltatunk reá, a melyeknek v hajlásszögét meghatározzuk; ezután megmérjük a δ minimális eltérítést arra a FRAUNHOFER-vonalra nézve, a melyre nézve a törésmutatót kivánjuk, s ez értékeket a **63.** p. (4) képletébe helyettesítjük.

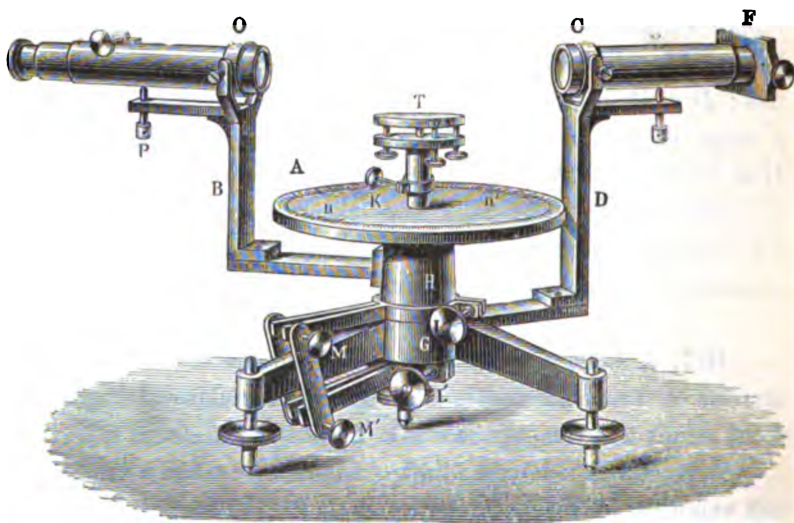


542. ábra.
Üres üveghasáb.

Ha folyadékról van szó, üres üveghasábba öntjük, melynek az egyforma vastag s egészen sík *LC* és *AB* (ú. n. síkpár-

huzamos) lemezekből való törőlapjai (542. ábra) semmi eltérítést nem okoznak, midőn a hasáb üres (55).

168. A mérés megtételére a **spektrométer** szolgál. A következőkben egy tökéletesebb fajtát fogunk leírni; képét az 543. ábra mutatja. Az *S kollimator* mozdíthatatlanul van a há-



543. ábra. Spektrométer.

romlábra erősítve, szemlencséje nincs, és a *C* tárgylencse gyujtópontjában *F* függélyes rés van, mely egy csavarral tetszés szerint szűkíthető.

Az *O* megfigyelő messzelátó a *H* gyűrűvel és a fokokra beosztott *A* gyűrűvel együttesen forgatható; a *T* asztalka pedig, mely tetszés szerint emelhető és hajlítható, az *A* gyűrűn belül a *K* koronggal együtt forgatható; e korong az *n* és *n'* noniuszokkal (I, Függelék) van ellátva.

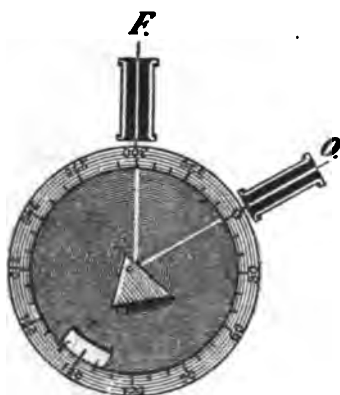
Az *O* megfigyelő messzelátó pontos beállítása úgy történik, hogy az *L* csavart megszorítjuk, *M*-et pedig forgatjuk; a *T* asztalkáé pedig úgy, hogy megszorítjuk *L'*-t és forgatjuk *M'*-et.

Az *O* messzelátó tárgylencséjének gyujtópontjában függé-

lyes szálnak kell lennie (**148**), azaz a messzelátónak végtelenre alkalmazkodó szemre kell beállítva lennie. Az *F* résnek is függélyesnek, a két messzelátó tengelyének pedig az *A* gyűrű és a *T* asztalka közös forgás-tengelyére merőlegesnek kell lennie. Végre kell, hogy ugyanezen forgástengely párhuzamos legyen az asztalkára helyezendő hasáb törő élével, és hogy a törőszög felező vonalába essék.

169. Miután gondosan teljesítettük mindezeket a feltételeket, melyeknek különben is nehezen érthető kriteriumait itt mellőzzük, hozzálátunk a törőszög megméréséhez.

E végből az *O* messzelátóban megfigyeljük az *F* résnek a hasáb első lapjától visszavert képét, és feljegyezzük a noniusz



544. ábra.



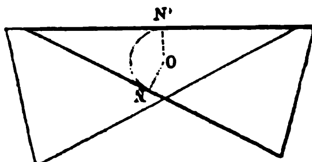
545. ábra.

A törőszög mérése.

állását, mely az 554. ábrában 150°-nál volna. Ezután szilárdan tartva a beosztott gyűrűt és vele együtt a messzelátót, az asztalkát hasábostul forgatjuk mindaddig, míg a résnek a hasáb második lapjától visszavert képe újra össze nem esik a függélyes szállal, és újra leolvassuk a noniusz állását, mely az 545. ábrában 270° volna. A két leolvasás különbsége azt az *NON'* szöget (546. ábra) méri, melylyel a hasábot forgattuk, és mely szög pótszöge a keresett törőszögnek:

$$v = 180 - (270 - 150) = 180 - 120 = 60°.$$

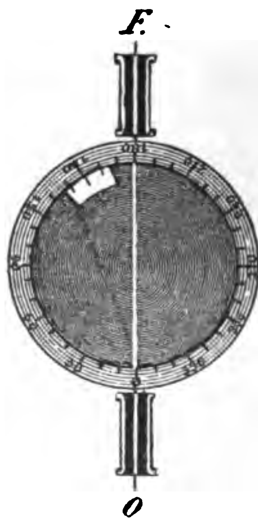
A minimális eltérítés meghatározására az asztalkát és a messzelátót az 547. ábrában előtüntetett módon állítjuk be. A függélyes szálat összeejtetjük azzal a Fraunhofer-vonallal, a melyre vonatkozólag a törésmutatót kivánjuk, és megkeres-



546. ábra. Az elforgatás szöge.

sük azt a pontot, melyben eme vonal eltérítése úgy az asztalka jobbra-forgatásakor mint balra-forgatásakor növekszik; ezután leolvassuk a noniusz állását, mely az ábrában 110° volna.





547. ábra. 548. ábra.
Az eltérítés meghatározása.

Végre eltávolítjuk a hasábot, és szilárdan tartva az asztalkát, a messzelátót egyenest a résre állítjuk be (548. ábra).

A megelőző állás és a noniusznak a gyűrűre vonatkozó mostani állása (150°) közötti különbség épen a minimális eltérítést méri, mely tehát a mi példánkban:

$$\delta = 150 - 110 = 40°.$$

Ennélfogva a **63.** p. (4) képletébe való helyettesítés révén a törésmutató:

$$n = \frac{\sin \frac{1}{2}(v+\delta)}{\sin \frac{1}{2} v} = \frac{\sin 50}{\sin 30} = 1{,}532.$$

170. A spektrométer más módokon is alkalmazható a törésmutatók meghatározására, de nekünk elég ennyi, és minden további fejtegetés nélkül a következő táblázatban néhány adatot közlünk.

Törésmutatók.

Közegek	B	C	D	E	F	G	H	d	Megfigyelők
Faraday-féle flint	1,7050	1,7077	1,7148	1,7242	1,7325	1,7498	1,7651	0,0601	Plücker
	1,7049	1,7070	1,7144	1,7234	1,7320	1,7486	1,7637	0,0588	Dutiron
3. sz. flint	1,6020	1,6038	1,6085	1,6145	1,6200	1,6308	1,6404	0,0384	Fraunhofer
9. sz. crown	1,5258	1,5268	1,5296	1,5330	1,5361	1,5417	1,5466	0,0208	u. a.
13. sz. crown	1,5243	1,5253	1,5280	1,5314	1,5343	1,5399	1,5447	0,0204	u. a.
Kősó	1,5403	1,5415	1,5448	1,5498	1,5541	1,5622	1,5691	0,0[illegible]88	Baden-Powel
Víz	1,3310	1,3320	1,3336	1,3357	1,3380	1,3412	1,3448	0,0138	u. a.
	1,3309	1,3317	1,3336	1,3359	1,3378	1,3413	1,3442	0,0133	Fraunhofer
Terpentin olaj	1,4705	1,4715	1,4744	1,4784	1,4817	1,4882	1,4939	0,0234	u. a.
Szénszulfid	1,6182	1,6219	1,6308	1,6439	1,6555	1,6799	1,7020	0,0838	Baden-Powel
Gyémánt	2,4073	2,4100	2,4173	2,4269	2,4354	2,4514	2,4648	0,0575	B. Walter

Az utolsó oszlopban minden anyagra nézve felírtuk a B és H vonalakra vonatkozó mutatók d különbségét, melyet az illető anyag **teljes színszórása** mértékéül szoktunk tekinteni, mert máskülönben egyenlő körülmények között a színkép hossza vele növekszik.

Gyakran hallunk valamely anyag törésmutatójáról szólani

a nélkül, hogy meghatározott minőségű sugarakra vonatkoztatnák; ilyenkor a színkép legintenzivebb része, és pedig a zöldessárgában levő E vonal forog szóban.

Ily értelemben mondjuk, hogy például a kanada-balzsam mutatója 1,53, a gyémánté 2,43, stb.

171. A folyadékok törésmutatói a mérséklet növekedésével némileg csökkennek. Így például a víznek a D vonalra vonatkozó mutatója $t°$-on Rühlmann szerint a következő:

$$n = 1{,}333\,74 - 0{,}000\,002\,014\,t^2 + 0{,}000\,000\,000\,051\,t^4,$$

és ennélfogva 0°-tól folytonosan csökken, még a sűrűség maximumán (I, **418**) átmenve is. Általában véve eddigelé még nem volt szabatosan megállapítható a sűrűség (d) hatása, de úgy látszik, hogy az $\frac{n-1}{d}$ kifejezés eléggé állandó marad.

A szilárd testek mutatója igen keveset változik; a mérsékletemelkedésével a legtöbbé növekszik, és csak néhányé csökken.

172. A gázok törésmutatója olyan kicsiny, s a különböző sugarakra nézve oly kevéssé különböző, hogy sok ideig kétségbe vonták szóró tehetségüket, mely azonban immár kétségen kívül meg van állapítva.

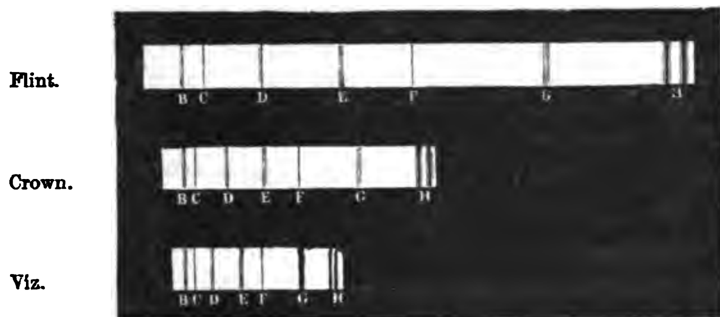
Itt megelégszünk azzal, hogy a D vonalra vonatkozó néhány abszolut mutató értékét Ketteler szerint felsoroljuk; megjegyezzük még, hogy miként a folyadékok esetében, a mérséklet emelkedésével és a sűrűség csökkenésével alább száll, a nélkül, hogy ez ideig sikerült volna a változékonyság szabatos törvényét felismerni.

Néhány gáz abszolut törésmutatója 0°-on.

Légköri levegő ...	1,000 294 70	Hidrogén	1,000 142 94
Száraz levegő ...	1,000 294 60	Kénessav	1,000 686 01
Széndioxid ...	1,000 449 22	Cyanogén	1,000 784 40

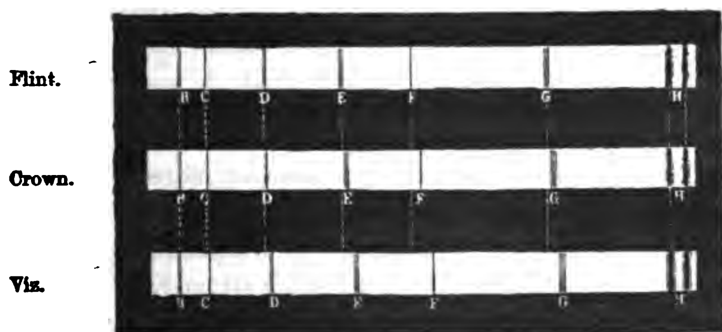
173. Vegyünk egy úgynevezett **poliprizmát,** vagyis háromoldalú hasábot, mely különböző anyagokból áll, melyek az élekre merőleges síkokkal vannak egymástól elkülönítve, és gondoskodjunk róla, hogy tiszta napszínképet (**165**) adjon.

Hogy figyelmünket határozott esetre fordítsuk, tegyük fel, hogy három rétegből áll: fent *flint*ből, lent vízből, középen *crown*ból; ekkor egy színkép helyett három egymás felett levő



549. ábra. Poliprizmán keletkező színkép.

színképet kapunk, melyek az 549. ábrában elő vannak tüntetve, úgy, a mint a **170.** p. táblázata nyomán előre várhattuk.



550. ábra. Poliprizmán keletkező színkép.

Igyekezzünk most azon, hogy eme színképek mindegyikének egyazon hossza legyen a *B* és *H* Fraunhofer-vonalak kö-

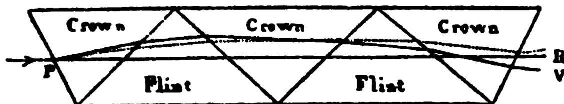
zött; ezt úgy érhetjük el, hogy három párhuzamos, a hasábtól kellő távolságban elhelyezett ernyőn fogjuk fel őket. Ekkor látni fogjuk, hogy a közbülső vonalak nem esnek egymás fölé (550. ábra). De mindegyik vonal állandóan egyazon színre esik, minélfogva valamely adott szín terjedelme a különböző törő közegekre nézve nem arányos a színkép hosszával. E körülményt úgy szoktuk kifejezni, hogy két egymás után következő vonalnak megfelelő törésmutató különbségét **részletes színszórásnak** nevezzük, és azt mondjuk, hogy *két anyag részletes színszórásának viszonya változó.*

174. Nem csupán a színek elosztása különböző, de némely test olyan színképet ad, melynél még a színek sorrendje is más; ez az **anomális színszórás** jelensége. Így például a fuchsinnak (anilin-vörösnek) 20 perczentes alkohol oldata, melyet igen vékony üres üveghasábba öntünk, olyan színképet ad, melynek kevésbbé eltérített széle ibolyaszínű, ezután következik a vörös, s végre, a legerősebben eltérített szélén a sárga; a zöld és a világos kék hiányzik. Hasonló anomáliákat mindazon anyagok színképei mutatnak, a melyeknek *felületi szín*ök van, melyeknek ennélfogva más meg más a színük, a szerint, a mint visszavert fényben, vagy átmenő fényben szemléljük őket; ilyenek például az anilin-tinták, melyek vörös, világos kék vagy ibolyaszínű betüket adnak, de vastag rétegekben zöldes színűek.

175. Az előrebocsátottak után könnyen megérthető, hogy miképen működik az **Amici hasábja**, melynek az a rendeltetése, hogy magának a beeső nyalábnak irányában adjon színképet. Ez a hasáb két ellentétes hasábból áll, melyek úgy vannak egymásra illesztve, hogy a második hasáb kiegyenlítse a színkép középső sugarainak (például az *E* vonalnak megfelelő sugaraknak) az első hasáb okozta eltérítését, de azért az első (*flint*ből való) hasáb színszórása mégis felülmulja **(173)** a második (*crown*ból való) hasábét. Hosszadalmas volna, de nem

volna nehéz a két üveg törésmutatójából számítás útján meghatározni a két hasábnak adandó törő szögeket.

Két hasáb helyett több hasábot szoktak kombinálni, hogy a színkép hosszabb legyen. Ily módon igen kényelmes rendszereket nyerünk, mert egyenest ráirányozhatjuk őket a fényforrásra, melynek színképét meg akarjuk figyelni. Az 551. ábra öthasábos rendszert mutat: a három közbülső hasáb derékszögű, a szélsők törőszögei pedig az E vonalbeli sugarakra rótt



551. ábra. Öthasábos rendszer.

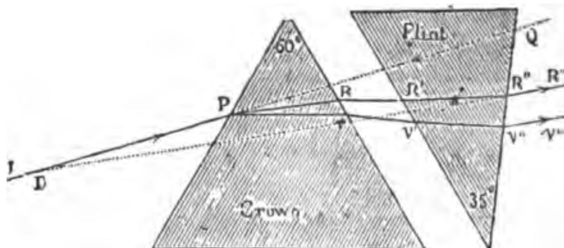
feltételnek tesznek eleget. A PR pontozott vonal a vörös sugarak járását mutatja, a PV teli vonal pedig az ibolyaszínűekét. Látjuk, hogy keresztezik egymást, és ennélfogva a színkép meg van fordítva ahhoz a színképhez képest, melyet kapnánk, ha az öt hasáb egyazon minőségű üvegből való volna.

176. Ezután a megfordított feladat következik: **achromatikus hasábot** kell szerkeszteni, vagyis olyant, mely a sugarakat eltéríti a nélkül, hogy őket szétszórná, és ennélfogva fehéren hagyja őket kilépni. Newton ilyen hasábot lehetetlennek vélt, mert azt hitte, hogy a különböző anyagok színszórása arányos az eltérítéssel; de azóta, hogy ez a vélemény tévesnek ismertetett fel, a **színtelenítés, achromatizmus** problémája igen nagy megközelítéssel oldatott meg. És pedig a következőképen:

Az IP beeső sugár (552. ábra), átmenvén egy crown-üveg hasábon, színképpé szóródik szét, melynek szélső sugarai az RR' vörös és a VV' ibolya. Ez a színes nyaláb egy második, az elsőhöz képest ellenkező állású hasábra esvén, ellenkezőleg el fog teríttetni, és könnyen belátható, hogy a törőszöget

akként választhatjuk, hogy a második kilépés alkalmával az $R''R'''$ és $V''V'''$ szélső sugarak párhuzamosak legyenek. Ha ekkor a retinára érkeznek, itt egy egyetlen pontban egyesülnek s nem fogják többé külön-külön a vörösnek és az ibolyának érzetét kelteni, hanem egyetlen egy érzetet fognak ébreszteni.

Most azonban minden a körül forog, hogy az $R''R'''$ és $V''V'''$ sugarak IP-hez szög alatt hajoljanak, mert máskülönben a színszórással együtt el volna enyésztetve az eltérítés is,



552. ábra. Achromatikus hasáb.

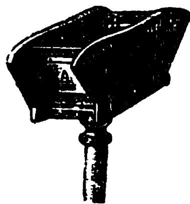
és az összetett hasáb épen úgy működnék, mint egyetlen egy anyag, melyet párhuzamos lapok határolnak **(55)**. Ha azonban a második hasáb *flint*ből való, melynek teljes színszórása **(170)** mintegy kétszer akkora, mint a crown-üvegé, a nélkül, hogy a középső sugarakat is ugyanannyiszor erősebben térítené el, és ha e hasábnak megfellő nagyságú törőszöge van: az $R''R'''$ és $V''V'''$ sugarak egymással párhuzamosan lépnek ki, és a beeső sugárhoz szög alatt hajolnak, miként ezt kivántuk.

Az egymással összekapcsolandó két hasáb törőszögének számítás útján való meghatározása a **170.** pontbeli számértékek alapján történik; a számítás nem nehéz ugyan, de kissé hosszadalmas, miért is elmellőzzük; megjegyezzük azonban, hogy csakis két üveghasábbal egész szigorúan csakis kétféle különböző törékenységű sugarat tehetünk párhuzamossá. De ha e sugarakat a legintenzívebb színek közül választjuk, a szem nem

igen vesz tudomást a többi sugárnak gyenge eltérítéséről, és a hasáb közelítőleg achromatikus.

177. Hogy a megközelítő achromatizmus lehetőségét tényleg is kimutassuk, az 553. ábrabeli készülékhez folyamodhatunk; ez vizet tartalmazó kis edény, melynek üveglemezekből való *A* és *B* lapjai csuklók körül forgathatók.

E lapokra törő élével felfelé állított hasábból kilépő nyalábot vezetünk, és a színképet mindaddig, míg az *A* és *B* lapok párhuzamosak, semmi változás nem éri; de ha lassacskán szétforgatjuk őket, a színkép megrövidül, halványabb lesz, és végre egészen fehérré válik. De azért a kilépő nyalábnak mégis észrevehető az eltérítése a beeső nyalábhoz képest. Ha ezt a **vízhasábot** még jobban szétnyitjuk, a különböző színű sugarak ismét különválnak, és a színkép ujra megjelenik, csakhogy megfordítva, azaz fent van az ibolya, lent pedig a vörös.

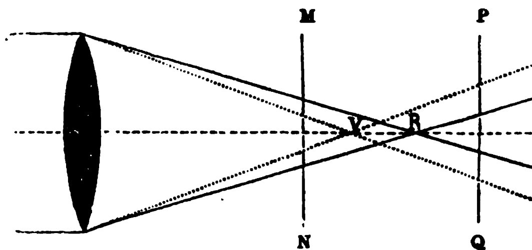


553. ábra. Vízhasáb.

178. Az achromatizmus problémájának nagy gyakorlati fontossága van a lencsék szerkesztésében. Nyilvánvaló, hogy valamely lencse gyujtótávolsága más meg más a különböző törékenységű sugarakra nézve: nagyobb a kevésbbé eltérített, vagyis a vörös sugarakra nézve, kisebb a többi sugárra nézve; ezt könnyen kimutathatjuk, ha mintegy 50 cm gyujtótávolságú lencsével félig vörös, félig kék üveggel befedett, két nyíllal jelzett és hátulról megvilágított nyílásnak valódi képét vetítjük.

Ha pedig gyüjtőlencsére párhuzamos sugárnyaláb esik (554. ábra), az ibolyaszínű gyujtópont *V*-ben, a lencséhez közelebb, a vörös pedig *R*-ben, a lencsétől távolabb keletkezik. Az ábrában az *RV* távolság túlozva van, hogy annál jobban szembe tünjék; a valóságban a gyujtótávolságnak csak mintegy $^1/_{40}$ része a crownlencsékre nézve, és mintegy $^1/_{20}$ része a flint-

lencsékre nézve. A lencse és a gyujtópont közé helyezett *MN* ernyőre a középen valamennyi sugár ráesik, a megvilágított terület tehát fehérnek látszik; de a szélei elmosódó színekkel vannak szegélyezve, melyek a sárgán kezdve a narancson át a vörösbe mennek át, a szerint, a mint sorban az ibolya, a világos kék, stb. sugarak elmaradnak s végül a vörösek egyedül marad-



554. ábra. Színeltérés.

nak meg. Ha ellenben az ernyőt *PQ*-ban, a gyujtópontokon túl helyezzük el, a megvilágított terület széleinek az ibolyaszínbe átmenő kékes színezetök van.

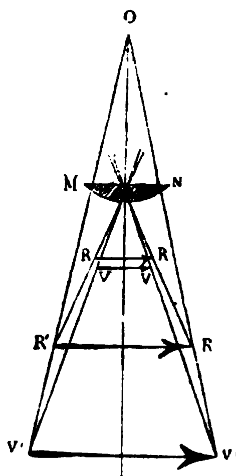
Hasonlóképen a lencsék adta képeknek is színes szegélyzetük fog lenni, mely a képeket elmosódottakká teszi. Ezt a jelentős hibát **chromatikus eltérés**nek vagy szini eltérésnek nevezzük, és akként segíthetünk rajta, hogy egy gyüjtő crown-üveglencséhez szóró flintüveglencsét kapcsolunk (555. ábra), és ily módon, a két üvegfaj adva lévén, szabadon választható még három görbületi sugár, melyeket számítás útján akként állapíthatunk meg, hogy a rendszernek meg legyen a kivánt gyujtótávolsága, melyben két különböző színnek megfelelő gyujtópont összeessék. Ha e feltételeknek eleget tettünk, szabadon választható még a görbületi sugarak egyike, melyet akként határozunk meg, hogy a gömbi eltérés (88) lehető legkisebb legyen.

Itt nem tárgyalhatjuk mindezeket a számításokat, és az olvasót speciális munkákra utaljuk. De megjegyezzük, hogy az esetben, ha a különböző üvegek adta színképek egymáshoz tel-

jesen hasonlók volnának, tökéletes achromatizmus elérésére elegendő volna a vörös sugarak gyujtópontját az ibolyaszínűekével összeejtetni. De mivel a részletes színszórásoknak nincsen ilyetén arányosságuk (**173**), a többi gyujtópont nem fog összeesni, és hogy ez a körülmény mentül kevésbbé ártalmas legyen, jobb a szélső sugarak helyett a legfényesebbeket, nevezetesen pedig a *C* és *F* Fraunhofer-vonalaknak megfelelőket összeejtetni.



555. ábra. Achromatikus lencse.



556. ábra. Achromatikus szerkezet.

Rendszerint ily módon achromatizálják az optikai műszerek tárgylencséit s fenmaradó hibájukat utólag még az okulárral javítják. Ha ez pozitiv (**133**), elegendő, ha lencséinek egyike flint- és crownból van összetéve; a másik lencse lehet egyszerű is. Ha negativ (**138**), mint az összetett mikroszkópban, két egyszerű crown-lencsét használunk.

Valóban, az *RS* mezős lencse (**141.** p. 520. ábra) a helyett, hogy egy fehér A_1B_1 képet hozna létre, a valóságban a színes képek egész sorát létesíti, melyek közül a szélsőket *RR* és *VV* tünteti elő az 556. ábrában; a vörös kép távolabb van mint az ibolyaszínű, s így ennél nagyobb is. Azonban eme képek az *O* szemgyűrűnél (**146**) a kellőképen megválasztott *MN* lencsén át figyeltetnek meg, és ennélfogva *RR'* és *V'V'*-ben jelennek meg, vagyis fedik egymást, és így a különböző törékenységű sugarak egyesülnek, mielőtt a szembe jutnának.

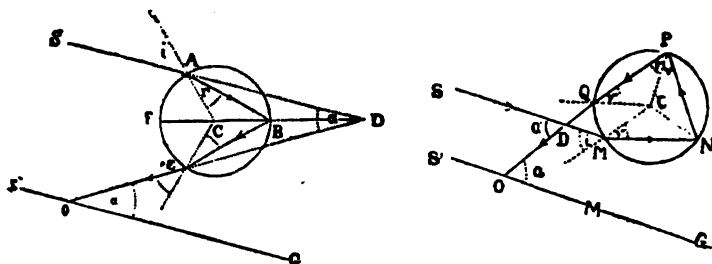
179. Eme fejezet záradékául vázolni fogjuk, hogy a visszaverődés, törés és színszórás törvényeivel miként magyarázható meg a **szivárvány** tüneménye. Tudva van, hogy ha háttal a Nap felé fordulva, cseppekké foszlott felhőre tekintünk, két körív határolta szalagot látunk, mely körívek középpontja a Napot szemünkkel összekötő egyenesben fekszik. E szalag a színképnek némileg elhalványult színeit mutatja, és belül van az ibolya, kivül pedig a vörös. A vörös ív sugarát mintegy 42°-ú, az ibolya ívét pedig mintegy 40°-ú szög alatt látjuk.

Hogy a tünemény keletkezését megértsük, gondoljuk meg, hogy a napsugarak párhuzamosaknak vehetők, és tegyük fel, hogy a Nap egy fénypontra van redukálva, mely csak egyféle törékenységű sugarakat lövel ki. Az SA sugár (557. ábra), mely gömbalakú cseppre esik, első izben megtöretvén, AB mentén halad tova, ezután visszaverődvén, BE mentén fordul vissza, és EO irányban lép ki, és ily módon a kezdetbeli iránytól $SDO = \alpha$ szöggel tér el. A kilépő sugár ugyanekkora α szöggel hajlik az $S'G$ egyeneshez, mely a Napot a megfigyelő O szemével köti össze. De az eltérítés a cseppbe való belépés pontjához képest változik, minélfogva a párhuzamos sugárnyaláb minden irányba szétszóródva lép ki, tehát a szemre csak vajmi gyenge hatással lehet, különösen a midőn a szem távol van, és csak akkor fog feltünő fényérzetet kelteni, ha a széthajlás bizonyos meghatározott mértéken belül marad. Ha a sugarak járását számitásnak vetjük alá, azt találjuk, hogy minimális széthajlással akkor lépnek ki, midőn eltérítésüknek bizonyos értéke van, mely a törésmutatótól függ, és mely a vörös sugarakra nézve $\alpha = 42° 30'$, az ibolyaszínűekre pedig $40° 40'$.

Ennélfogva csakis azok a sugarak fognak *hatásosak* lenni, melyek a cseppből csaknem párhuzamosan lépnek ki, és a közvetetlen napsugarakkal, tehát $S'O$-val is, $42° 30'$ szöget zárnak be, ha vörösek, és $40° 40'$ szöget, ha ibolyaszínűek; a többi a szemre nézve kárba vész.

Ha a dolog így állana, a szivárványban a tiszta színképi

színeket kellene látnunk; azonban a Nap korántsem látszik fénypontnak, hanem 30′-nyi átmérőjű korongnak, minélfogva minden egyszerű szín egyenlő látszólagos szélességű övön terül el, és a szivárvány az ilyes övek egymásra helyezkedéséből származik.



557. ábra. Szivárvány keletkezése. 558. ábra. Mellékszivárvány keletkezése.

Az első szivárvány fölött gyakran látható még egy második, bár gyengébb fényű szivárvány, melynek színei ellenkező rendben sorakoznak, a vörös tehát a szalag belső szélén, az ibolya pedig a külsőn van. Ez a második ív kétszeri belső visszaverődésből származik, miként az *SMNPQO* vonal (558. ábra) mutatja. A számításból kiderül, hogy ez esetben a vörös sugaraknak 50° 40′-nyi, az ibolyaszínűeknek pedig 52° 30′-nyi eltérítésben kell részesülniök, hogy *hatásos*ak legyenek, és a tapasztalás megerősíti ezt az eredményt. Mivel mindegyik visszaverődés a sugarak meggyengülésével jár (50), a második szivárvány jóval gyengébb fényű, és ha ez a körülmény nem forogna fenn, még egy harmadik, sőt még egy negyedik szivárványt is kellene látnunk, miként a cseppben való háromszori és négyszeri visszaverődésre vonatkozó számításból ki is derül.

XXXII. FEJEZET.

INTERFERENCZIA.

180. A fény bizonyára egyik alakja az energiának, és mi sugárzó energiának neveztük. Most azt a kérdést fogjuk röviden megvitatni, vajjon helyzeti energiának vagy pedig mozgásbeli energiának (I, **115**) tekintendő-e?

Hogy itt mozgásbeli tüneményről van szó, ennek beigazolására elegendőnek látszik az a puszta tény, hogy a terjedésre időt kiván meg (**152**); de minő anyag az, mely mozog, és hogyan mozog? Miféle az a test, mely a Napból már kiindult, de a Földre még le nem érkezett energiával rendelkezik, és minő körülmények között kell lennie e testnek, hogy ilyetén energiával rendelkezzék? — Két elmélet igyekszik e kérdésekre megfelelni, és bajos volna még egy másikat felállítani. Vagy olyas anyagnak kell lennie, mely a Napból indul ki és hozzánk érkezik, vagy pedig impulzusokból kell állania, melyeket a Nap valamely anyaggal közöl, s melyeket ez az anyag, a hang tüneményéhez hasonló módon, tovaterjeszt. Az első az **emisszió-elmélet**, vagy a fény anyagi elmélete, mely szerint a tünemény a golyózápor egy neme volna; a második a fény **hullám-elmélete**, mely szerint abban a rugalmas közegben, melyet kozmikus éternek neveztünk (I, **29**), hullámok terjednek. Az első, mely Newton*-tól származik, könnyen megmagyarázta az egyenes vonalú terjedést (**7**), a visszaverődést, a sugártörést és a fény aberráczióját (**153**), de azután minden egyes új ténynyel, melyet az ő segitségével megmagyarázni igyekeztek, bonyolódot-

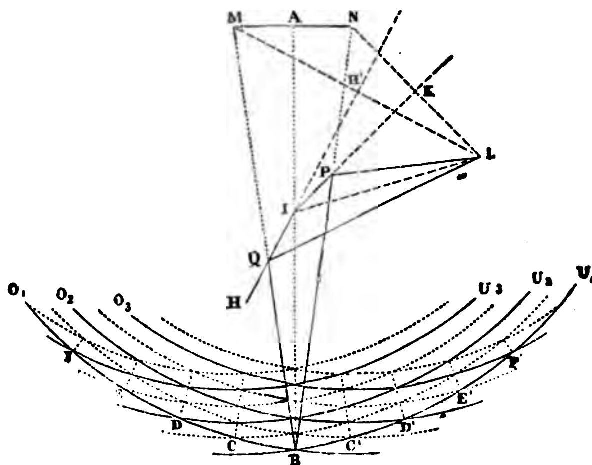
* Helyesebben: a melyet Newton-nak szeretnek tulajdonítani.

tabbá vált: nem volt elég, hogy a fénytestecskéknek haladó mozgásbeli energiájuk volt légyen, hanem még több különböző fajúaknak kellett lenniök, a súlyamérhető anyagra különböző hatással kellett lenniök, és még egymásra vonatkozólag is helyzeti energiával kellett rendelkezniök. Ezen kívül nem egy olyan következményre vezetett, melyet később a tényekkel ellenmondónak ismertek fel (**190**), úgy hogy NEWTON, LAPLACE és BIOT tekintélye ellenére is jelenleg már egészen el van vetve, és mindenki azzal a feltevéssel él, hogy a sugárzó hő és a fény annak a hullámzó mozgásnak tulajdonítandó, melyet a súlyos anyag részecskéinek rezgése az éterrel közöl. — Az egyszerűbb fénytüneménynek magyarázatára elegendő a hullámzó mozgás időszakos voltának feltevése; de fogunk olyan tüneményekkel is találkozni, melyekre nézve eme mozgás formáját szabatosan ki kell fejezni, a mikor is arra a feltevésre leszünk szorítva, hogy a fény, ellentétben a hosszmenti hanghullámokkal, kereszthullámokból (I, **284**) áll.

181. Azt az idegenkedést, melyet annyi jeles a hullámelmélet ellen tanusított, érthetővé teszi az a sajátságos körülmény, hogy épen a legegyszerűbb és legközönségesebb fénytüneményeknek, mint például az igen messze fekvő forrásokból eredő nyalábok közelítőleg hengeres alakjának magyarázatára nem volt alkalmas. Úgy látszott, hogy a fénynek, ha valóban hullámzó mozgás, meg kellene kerülnie az akadályokat, és valamely nyiláson kilépve, úgy kellene elterjednie, mint a hanghullámoknak vagy a vízhullámoknak. Jelenleg szabatosan meg tudjuk jelölni az okot, melynélfogva a sugarak henger- vagy kúpalakot vesznek fel, de ha szigorúak akarunk lenni, ezen ok kifejtése még mindig egyike a hullámelmélet legnehezebb kérdéseinek. Itt meg kell elégednünk, hogy később (**207**) vázlatosan foglalkozzunk vele. Most megkezdjük egy új fénytünemény tanulmányozását, mely ellenállhatatlanul kényszerít ezen elmélet elfogadására, mert úgyszólván láthatóvá teszi a fény-

hullámokat és módot nyujt hosszúságuk (I, **282**) megmérésére.

Tudjuk, hogy két interferáló hang (I, **324**) csendet létesíthet; hasonlóképen megeshetik, miként ezt először GRIMALDI állította, hogy fény fényhez adva bizonyos körülmények között sötétséget idéz elő. A **fény interferencziája** nagyon sokféle eszközzel mutatható ki; mi FRESNEL tükör-készülékét fogjuk választani. Ez két darab fém, vagy gyakrabban fekete üveg siktükör, melyek úgy vannak egymás mellé illesztve, hogy egyetlen visszaverő felületet alkossanak, és azután egymáshoz úgy hajlítva, hogy két derékszögnél csak valamicskével kisebb szöget

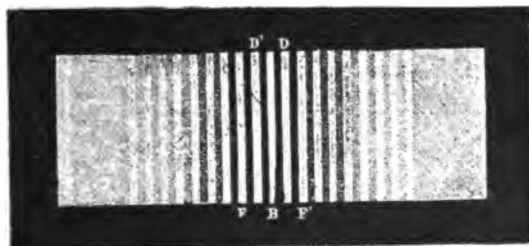


559. ábra. Fresnel kisérlete.

zárjanak be. Tegyük fel, hogy a két tükör függélyesen áll, és hogy az *IK* és *IH* egyenesek (559. ábra) vízszintes síkkal való átmetszetüket tüntetik elő; megjegyezzük azonban, hogy az ábra világossága kedvéért a *HIK* szöget sokkal kevésbbé tompának rajzoltuk, mint a minőt a két tükörnek a valóságban be kell zárnia. A két tükör előtt az *L* függélyes fényvonal áll; ilyen volna egy megvilágitott szűk rés, vagy egy henger-lencsének gyujtó-

vonala; a tükrök előtt a visszavert sugarak akként terjednek, mintha *L*-nek *M* és *N* képeitől jönnének (**28**).

Ha most azon a helyen, hol a két visszavert nyaláb találkozik, függélyes fehér ernyőt állítunk fel, és ezt *MN* vonallal egészen párhuzamossá teszszük, ez az ernyő nem lesz egyenletesen megvilágítva, hanem az úgynevezett *interferenczia-csíkokat*, vagyis váltakozva világos és sötét függélyes csíkok sorát fogjuk rajta látni, miként az 560. ábra mutatja. Ha az *L* fényforrás (559. ábra) monochromatikus (**158**), például vörös, a *B* középső csík (560. ábra), mely megfelel az ernyő és az *AB*



560. ábra. Interferenczia-csíkok.

vonal (559. ábra) metszéspontjának, vörös és fényesebb valamennyi többinél, melyek váltakozva feketék és vörösek.

Nem lehet kétséges, hogy a sötét csíkok a két fény egymásra-helyezkedéséből származnak, mert a mint a tükrök egyikét befödjük, helyük legott világossá válik.

182. A tünemény kipuhatolására tekintsük az *M* és *N* pontokat rezgés-középpontoknak, melyek folytonosan egyazon fázisúak (I, **24**), és képzeljük el a hengerhullámoknak (I, **284**) azt a két rendszerét, melyek eme két középpontból kiindulva terjednek. Az *MN* vonalra a közepén merőleges *AB* vonal mentén egyazon fázissal találkoznak, mert *AB* vonal az *M* és *N*-től egyenlő távolságban levő pontok helye; ennélfogva *AB*-nek különböző pontjai a kicsiny mozgások összetételének törvénye (I, **287**) szerint kétszer akkora tágassággal rezegnek, mint rezeg-

nének akkor, ha őket a két hullámrendszernek csak az egyike gerjesztené. — Ugyanígy áll a dolog a térnek mindazon pontjaira nézve, melyeknek *M* és *N*-től való távolság-különbsége a hullámhossz egész számú többszöröse (I, 283). — Ellenben azokat a pontokat, melyekre nézve ez a távolság-különbség egy félhullámhosszra vagy a félhullámhossz páratlan számú többesére rúg, a két hullámrendszer a közben gerjeszti, hogy fázisuk ellenkező (I, 283), ennélfogva a két hatás lerontja egymást, és ezek a pontok folytonosan nyugalomban maradnak.

Hogy kitűzhessük az egyik vagy a másik esethez tartozó különböző pontok helyét, húzzunk *M* és *N*-ből mint középpontokból több körívet, melyeknek sugarai félhullámhosszal különböznek, s húzzuk őket váltakozva teljes és pontozott vonalakkal. Ezek az ívek a hullámfelületnek az ábrasíkjával való átmetszését tüntetik elő, és a hol két egyfajta ív metszi egymást, megegyező gerjesztéseknek van helye, de ellenkezők lesznek a teljes és a pontozott ívek keresztezésében: az első esetben a fény erősbödik, a másodikban gyengül, sőt egészen el is enyészik, ha a két rezgő mozgás tágassága egyenlő. Tehát miként a *B* pont, úgy eminnen és amonnan a *D* és *D'*, *F* és *F'*, stb. pontok fényesek lesznek, míg a *C* és *C'*, *E* és *E'* stb. pontok sötétek maradnak.

Figyelembe veendő, hogy az ábrában az egymásra következő ívek közötti távolságok rendkívül túlozva vannak, elanynyira, hogy a valóságban az imént nevezett pontok csaknem az *AB*-re merőleges egyazon síkban feküsznek, és mindegyiköknek megfelel az 560. ábrában előtüntetett, váltakozva világos és sötét csíkok egyikének közepe.

183. Ha a visszavert nyalábok egyikének útjába, például a jobboldalon levő *IK* tükörtől visszavert nyaláb útjába vékony csillámlemezt vagy fúvással szétpattantott üveghártyát helyezünk, a csíkok egész rendszere jobbra tolódik el. Azonban a középső csík olyan két sugárnak egyesüléséből származik,

melyeknek egyenlő idő kellett arra, hogy forrásaiktól ezen középső pontig jussanak, a lemezke közbetétele miatt pedig azon csíkok egyikének helyét foglalja el, a melyekre nézve a jobboldali út azelőtt rövidebb volt; ennélfogva a jobboldali sugár most lassabban terjedt, miből azt következtethetjük, hogy *az erősebben törő közegekben a fény sebessége kisebb,* mi megegyezik azzal, mit FOUCAULT a vízre nézve kimutatott **(155)**.

184. Ha a tükrökre eső monochromatikus fényt megváltoztatjuk, és pedig a színkép vörös sugaraitól az ibolyaszínűek felé eső színeket **(157)** választjuk, a csíkok felveszik az illető színt és folytonosan keskenyebbekké és szorosabbakká válnak. Másrészt a *B, C, D, E* pontok egymáshoz közelebb jutnának, ha két egymásra következő ív között levő köz kisebbé válnék, vagyis ha a hullámok hosszai csökkennének. Ennélfogva a színkép különböző színeinek, a vöröstől a törékenyebb sugarak felé haladva, folyton csökkenő hullámhosszakat kell tulajdonítanunk.

185. Ha ezután nappali fehér fényt alkalmazunk, látni fogjuk az ernyőn, hogy a középső csík fehér, de szélei szivárványszínekkel játszva az oldalt levő első két sötét csík felé vörösben mosódnak el; e sötét csíkokra másik két világos csík következik, melyek közepük felé ibolyaszínre festenek, hogy azután zöldben, sárgában és vörösben mosódjanak el; ezután a többi sötét és világos csík következik egymásra; az utóbbiak különböző színezetűek. A napfény létesítette csíkok képe teljesen megegyezik azzal a képpel, mely létre jönne, ha azok a különböző szélességű csíkok, melyeket az ezt a fényt alkotó végtelen sokaságú egyszerű sugarak **(158)** létesítenének, egymásra helyezkednének.

De ebben az esetben csak igen kevés oldalvást eső csík figyelhető meg, mely körülményről nem nehéz számot adni. Tekintsünk ugyanis egy pontot, melyre valamely λ hullámhosszúságú egyszerű fénynek világos csíkja esik; a két sugár

befutotta útak különbsége erre a pontra nézve a hullámhossznak valamely k egész számú többszöröse, vagyis:

$$\delta = x\lambda.$$

Ha már most ugyanebbe a pontba egy λ' hullámhosszúságú másik egyszerű fény hatása miatt sötét csík esik, ezen útkülönbség a félhullámhossz páratlan számú többesére rúg, tehát:

$$\delta = (2x + 1)\frac{\lambda'}{2}.$$

Ezen egyenlőségekből pedig:

$$\lambda - \lambda' = \frac{\lambda'}{2x},$$

honnét látjuk, hogy x mentül nagyobb egész szám, vagyis mentül inkább távozunk a középső csíktól, valamely adott színre vonatkozó maximális intenzitás annál inkább össze fog esni a legközelebb eső szín minimális intenzitásával; tehát általában a maximális csíkok folyton sürűsödnek, miből olyas kiegyenlődés származik, mely a szemben a fehér fény hatását kelti.

Ha a napfényt színes üvegen bocsátjuk át, a látható csíkok száma is növekszik ugyan, de azért hasonló oknál fogva még mindig korlátozott; az átvezetett fény ugyanis sohasem monochromatikus. Később (**199**) látni fogjuk, hogy miként sikerült megfigyelni az interferencziát még oly útkülönbségekkel is, melyek a hullámhossz néhány ezerszeresére rúgtak.

186. Fresnel tükrein kívül még sok más készülék szolgál az interferenczia létrehozására, de valamennyiben *az interferáló sugaraknak egyazon forrásból kell származniok*, máskülönben csíkok nem mutatkoznak. Hogy ugyanis valamely pont sötétnek tünjék elő, kell, hogy ebben a pontban a két rezgő mozgás állandóan ellenkező fázisban maradjon azon az egész időn át, melyben a képek szemünkben tartanak, vagyis, mint nem sokára látni fogjuk, néhány billiónyi rezgés tartamán át; és könnyen érthető, hogy két egymástól független forrásnak, a

minő volna két láng vagy két izzó test, nem lehet ilyen rendkívüli fázisbeli állandósága.

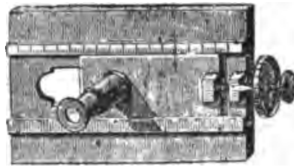
Egy másik szükségképeni feltétel arra nézve, hogy a tér valamely pontjában interferenczia keletkezzék, abban áll, hogy ebben a pontban olyan két rezgő mozgás tevődjék össze, melynek mindegyike *a forrásnak igen csekély terjedelmű részétől származik;* mert ha ugyanezen pontban a fényforrásnak néhány egymástól némi távolságban levő elempárjaitól származó impulzusok tevődnének össze: az egyik pár sötét csíkjai, a másik pár világos csíkjainak helyére esnének, miből egyenletes megvilágítás származnék. És hogy a mindennapi életben úgyszólván sohasem tapasztaljuk, hogy fény fényhez adva sötétséget szül, ez onnét van, hogy az interferencziának imént előterjesztett két feltétele nincsen teljesítve.

Ha a két rezgő mozgás fázisa az idővel változik — egymástól független két fényforrásra nézve mindig ez az eset forog fenn, — úgy valamely adott felületet egyenletesen világítanak meg és a megvilágítás intenzitása a középértéke azon világos és sötét csíkok intenzitásának, melyeket ezek a fényforrások létesítenének, ha állandóan egyazon fázisban maradnának. Ennélfogva, a rezgések tágasságát egyenlőnek tételezve fel, a sötét csíkok közepében az intenzitás zérus, a világos csíkok közepében pedig kétszerese az előbb figyelembe vett egyenletes megvilágítás intenzitásának, mivel pedig emez a maga részéről megint kétszerese annak, melyet a forrásoknak csak az egyike adna, következik, hogy a világos csíkok közepében a megvilágítás négyszer akkora, mint egy egyedüli forrás megvilágítása. Másrészt, a mozgások összetételének elvénél fogva, a világos csíkok közepében a rezgések tágassága csak kétszer akkora, mint az összetevő mozgások mindegyikének tágassága. Tehát azt kell következtetnünk, hogy a **fényintenzitás** *arányos a rezgő mozgás tágasságainak négyzetével.*

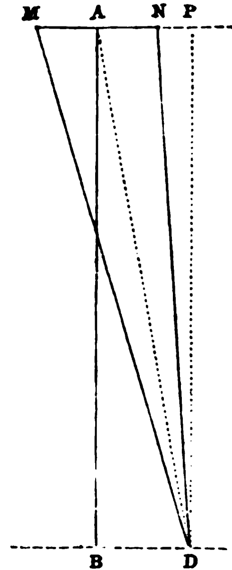
Ez összhangzásban van azzal az elvvel, mely az akusztiká-

ban is érvényes (I, **295**), hogy a fényérzet intenzitása arányos az időegységben az idegekre eső eleven erővel.

187. A helyett, hogy a csíkokat, mint eddig feltételeztük, ernyőn fognók fel, megfigyelhetjük őket akként is, hogy a fényt közvetetlenül szemünkkel, vagy a mi még jobb, okulár közvetítésével fogjuk fel, mely őket megnagyítja. A tünemény létrejön a tükrök előtt levő egész térben, melyben a visszavert fény-



561. ábra. Fresnel-féle okulármikrométer.



562. ábra. Hullámhossz meghatározása.

nyalábok összetevődnek, és az okulár használata mellett egy szem, mely végtelenre van alkalmazkodva, a csíkoknak azt a rendszerét fogja látni, mely ugyanezen okulár gyujtósíkjában jön létre. Ha e síkba fonálkereszt (**148**) van téve, mely mikrométer-csavarral mozdítható el (minőt az 561. ábra mutat), egymásután beállíthatjuk a különböző csíkok középvonalaira, s így megmérhetjük ezeknek egymástól való távolságát. Ilyetén mérésekből, ismerve a megfigyelt D pontnak (562. ábra) az M és N két látszólagos képnek A középétől való távolságát, valamint e képeknek egymástól való távolságát, Fresnel meghatározta a különböző monochromatikus fénynek megfelelő hullámhosszakat.

Ha ugyanis D-ből MN-re a DP merőlegest húzzuk, az MPD és NPD derékszögű háromszögekből:

$$MP^2 = \overline{MD}^2 - PD^2\,;\; NP^2 = ND^2 - PD^2,$$

és ha kivonjuk a megfelelő tagokat:

$$(MP-NP)\,(MP+NP) = (MD-ND)\,(MD+ND)\,;$$

mivel pedig:

$$MP + NP = 2AP = 2BD,$$

és mivel továbbá MN igen kicsiny MD-hez és ND-hez képest, igen nagy megközelítéssel $MN + ND = 2AD$ tehető, tehát

$$MD - ND = \frac{MN}{AD} BD.$$

De $MD - ND$ nem egyéb a megfigyelt D pontba érkező két hullámrendszer útkülönbségénél; ha tehát D a közepe az első világos csíknak, mely az 560. ábrabeli B középső csíkra következik, ez a különbség épen egy hullámhossz **(182)**.

Ezzel csak a hullámhosszak meghatározásának lehetőségét akartuk megmutatni; a következőkben **(211)** olyan módszert fogunk ismertetni, mely sokkal nagyobb pontosságot enged meg. Mindazonáltal már itt közöljük a FRAUNHOFER-féle legfontosabb vonalaknak **(166)** megfelelő **hullámhosszakat**, és pedig a *czentiméter milliomod részeiben:*

	A	B	C	D	E	F	G	H
$\lambda =$	76,04,	68,70,	65,63,	58,92,	52,69,	48,61,	43,07,	39,66.

188. Ismervén a hullámhosszt és a terjedés v sebességét, kiszámíthatjuk a másodperczenként végzett rezgések számát (I, **307**) a következő képlettel:

$$v = \nu\lambda. \qquad (1)$$

És itt felmerül a kérdés, vajjon a terjedés sebessége, miként a hang esetében (I, **291**), független-e a rezgések tartamától? A súlyos közegekben nem független ugyan **(191)**, de legalább a világtérre nézve úgy látszik, hogy a különböző törékenységű sugarak egyazon sebességgel terjednek. A fogyatkozások alkalmával ugyanis az elsötétülés ugyanabban a pillanatban áll be, a melyben a sötét hősugarak megszünnek hatni. Más-

részt ha felteszszük, hogy a változó csillagok, mint a Mira Ceti, fogyatkozásoknak köszönhetik fényességüknek időszakos változását, fokozatos színváltozásokat tüntetnének elő, ha a különböző sugarak más meg más sebességgel terjednének. De ilyesmit, mindamellett hogy a fénynek olyan nagy időre van szüksége, hogy onnét hozzánk jőjjön (**152**), épen nem figyeltek meg. Felteszszük tehát, hogy az ürben mind megannyi sugár egyenlő sebességgel terjed, és pedig (**156**) másodperczenként $v = 3 \times 10^{10}$ czentiméternyi sebességgel; ha tehát (1)-ben λ azon értékeit helyettesítjük, melyek a *H* és *A* Fraunhofer-vonalaknak felelnek meg, melyek a látható színképnek mintegy a határán vannak, megközelítőleg:

$$\nu_h = \frac{3 \times 10^{10}}{40 \times 10^{-6}} = \frac{3}{40}\, 10^{16} = 750 \times 10^{12},$$

$$\nu_a = \frac{3}{76}\, 10^{16} = 400 \times 10^{12}.$$

Mondhatjuk tehát, hogy valamint a fül nem hallja meg a túlságos magas és a túlságos mély hangokat, épen úgy a szem nem veszi észre a fényt, ha másodperczenkénti rezgései 800 billión felül és 400 billión alul vannak. Kivételes esetekben, és bizonyos óvatossággal eme határok tágulnak és 1400 billiót (Mascart), illetőleg 367 billiót (Helmholtz) érnek el.

189. Ha figyelembe veszszük, hogy a különböző törékenység a hullámok különböző hosszától függ (**184**), és pedig úgy, hogy a hullámhossz a színkép vörös sugaraitól az ibolyaszínűekig folytonosan fogy: nem nehéz megértenünk, hogy a miként két egyszerű hang eredő hanggá tevődik össze (I, **326**), épen úgy tevődik össze két egyszerű fény összetett fénynyé. Objektiv szempontból a két tünemény analog; de ha a fizikai tüneményről átmegyünk az ő fiziológiai hatására, egészen különböző dolgokkal állunk szemben. A szemnek épen nincs olyan szétbontó tehetsége, mint a fülnek (I, **328**), mert a Nap fehér fényében nem tudja megkülönböztetni a szivárvány

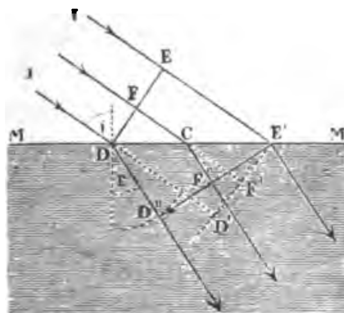
színeket; ép ily kevéssé tudja megkülönböztetni a napfény fehérségét attól a fehértől, mely két egyszerű fény összetételéből származik (160).

A hallásbeli érzetek, a mennyiben a hangok tisztaságát és szinezetét illetik, híven megfelelnek a fizikai tényeknek. De a színek érzete inkább a szervezetünk belsejében ébresztett fiziológiai hatásoknak, semmint a külső dolgoknak felel meg.

Ez oknál fogva a hiú ábrándok közé tartoznak a színkép hét színe és a hanglépcső hét hangja közötti képzelt analógiák, valamint a színeknek ezen analógiákra alapított harmoniája.

190. A hullámelméletben a **fény visszaverődésének törvényét (36)** egészen úgy vezetjük le, a miként a hang visszaverődését vezettük le; ennélfogva egyszerűen az I. kötet **293.** pontjára utalunk.

A **sugártörés magyarázata** pedig a következő. Vegyük fel az *IE, JD* párhuzamos nyalábot (563. ábra); a hullámfelület



563. ábra. Sugártörés.

tehát e nyalábra merőleges sík, melyet abban a pillanatban, melyben a nyaláb a két közeget elválasztó felületet éri, *DE* tüntet elő. A *D* pont parcziális hullámok középpontjává (I, **287**) válik, és azon t idő alatt, melyben E pont v sebességgel MM-ig jut, úgy, hogy $EE' = vt$, a D-ből kiinduló részletes hullám D'-ig $(DD' = EE')$ jutna, ha a terjedésnek a második közegben való

v' sebessége megegyeznék az első közegben valóval. De ha ennél kisebb, ez a részletes hullám ugyanazon idő alatt EE'-nél kisebb sugarúvá, mondjuk $DD''=v't$ sugarúvá válik. Hasonlóképen áll a dolog MM-nek valamennyi többi pontjára nézve is, melyeket a beeső DE hullám sorban egymásután megrezdít, miből következik, hogy a burkoló hullámfelület a második közegben nem $D'F'E'$, hanem $D''F''E'$. De a $DD'E$ és $DD''E'$ derékszögű háromszögekből:

$$DD' = DE' \sin DE'D'; \quad DD'' = DE' \sin DE'D'',$$

vagy pedig:

$$vt = DE' \sin i, \quad v't = DE' \sin r,$$

honnét osztás útján:

$$\frac{v}{v'} = \frac{\sin i}{\sin r} = n. \tag{1}$$

A beesés szögének sinusa tehát állandó viszonyban van a törés szögének sinusához **(53)**, s e viszony egyenlő a két közegben való terjedés sebességének viszonyával.

Hogy azonban, a tapasztalással összhangzólag, $n > 1$ legyen, kell hogy v nagyobb legyen v'-nél, vagyis hogy a sugárzó energia a levegőben sebesebben terjedjen, mint a vízben. Az emisszió-elmélet pedig épen az ellenkező eredményre vezetett, s épen ezért a fénysebességnek a vízben való közvetetlen megmérése, melyről a **155.** pontban már szólottunk, döntő csapást mért reá.

191. Jeleztük már az okokat **(188)**, melyeknél fogva a különböző sugaraknak az üres térben való terjedése sebességét állandónak veszszük; de ha figyelembe veszszük a színszórás tüneményét **(157)**, melyből a sugarak különböző törékenysége következik, azt kell következtetnünk, hogy a súlyos közegekben, mint a vízben, üvegben, stb., a terjedés sebessége a vöröstől az ibolya felé csökken. Mindazonáltal a levegőre s a többi gázra nézve, melyeknek igen csekély színszóró tehetségük van **(172)**, észrevehető hiba nélkül feltehető, hogy a különböző sugarak bennök egyenlő sebességűek.

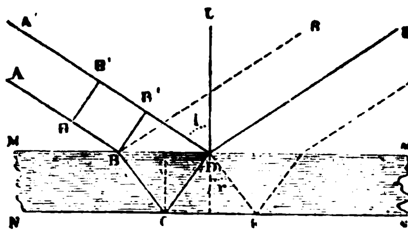
192. Hogy visszatérjünk a hullámmozgások interferencziájára, jelezni akarjuk, hogy ez sok tüneménynek, a többi között **a csillagok szikrázásának** (pillogásának) magyarázatára alkalmas. E tünemény, mely a fényességnek és még a színnek is hirtelen való változásaiból áll, nyilván nem tulajdonítandó, mint némelyek vélik (**57**), a puszta sugártörésnek; mert ha a dolog így állana, a messzelátóval nézett valamely csillagnak folytonosan el kellene mozdulnia, és így a képeknek a szemben való tartósága (I, **195**) miatt fényes görbe vonalnak hatását kellene keltenie. ARAGO szerint az igazi ok az volna, hogy a sugarak, melyek a retina egy pontjában egyesülnek, hogy itt a csillag képét létesítsék, a légkörben szomszédos útakat futnak ugyan be, de ezek az útak vagy a változó mérséklet vagy a higrométeres állapot miatt különbözők, és ennélfogva némelyek a többihez képest elmaradnak, úgy, hogy bizonyos törékenységűek interferálnak, vagyis kioltják egymást és az eredő fény színessé válik. E magyarázattal összevág az a tény, hogy a szikrázás szembeötlőbb a messzelátóban, mint a szabad szemben, mert a tárgylencse nagyobb sugárnyalábot fog össze, mint a pupilla. A bolygókra nézve, melyek képének észrevehető átmérője van, az interferenczia feltételei a képben pontról pontra változnak, minélfogva állandó fényesség s csaknem egyforma színezet származik.

193. A fény interferencziája teljesen megmagyaráz még egy igen közönséges tüneményt: **a vékony lemezek színeit.** Ilyen vékony lemezek például a szappanbuborékok; az üveglemezek, melyeket akként nyerünk, hogy egy üvegcső megolvasztott végére golyót fúvunk és pedig olyan hirtelen, hogy felpattanjon; a víz felületén szétterülő (I, **200**) vékony folyadékrétegek, mint a terpentin olaj rétegei; az oxidréteg, melynél fogva a keményített aczél sárgának, kéknek vagy ibolyaszínűnek látszik; a szivárványszínű csík, melyet a csigák maguk után hagynak, stb.

A lemezre eső fény részben már az első felületről verődik

vissza, részben pedig behatol a lemezbe ennek második felületéig, hol újabb visszaverődés támad, úgy, hogy a szembe két fénynyaláb érkezik, melyek egyazon forrásból származnak, de a melyek egy kevéssé különböző útakat tettek meg, és ennélfogva interferálhatnak; az eredő fény színes, mert a lemez vastagságához és természetéhez képest hiányzik belőle egynehány többé vagy kevésbbé törékeny sugár.

Legyen *MM* és *NN* (564. ábra) a vékony lemeznek két határlapja, melyeket síkoknak tételezünk fel, s érkezzék az



564. ábra. Interferenczia vékony lemezen.

elsőre egy monochromatikus és *AB*-vel párhuzamos fénynyaláb. A beesés *B* pontjában *AB* a visszavert *BR* sugárra és a megtörött *BC* sugárra szakad, mely utóbbi az *NN* második lapra érkezvén, részben *CD* felé verődik vissza; az *MM* első lap *D* pontjában újabb törés történik, melynél fogva a *DE* sugár lép ki.

Ugyanazon *DE* egyenes mentén azonban még az a sugár is terjed, mely egyetlen visszaverődés után az *AB*-vel párhuzamos *A'D* beeső sugárból származik. A *DE* mentén összetevődő két sugár eredő sugarat hoz létre, melynek intenzitása az összetevő sugarak fázis különbségétől függ.

A beeső sugarakat egymással párhuzamosaknak tételeztük fel, mintha igen messze levő forrásból származnának; a hullámfelület tehát az irányukra merőleges *HH'* sík, és így e sík különböző pontjai bármely pillanatban egyazon fázisban fognak lenni (I, **286**). Azonban a *H* és *H'*-ből egyidejűleg kiinduló két

azonos impulzus nem fog egyazon idő alatt például E-be érkezni, minthogy a $HBCDE$ és $H'DE$ útak, melyeket be kell futniok, nem egyenlők. A késedelem nem csupán vonalmenti különbségüktől, hanem még a fény sebességétől is függ, melyet a levegőre vonatkozólag v-vel, a lemez anyagára vonatkozólag pedig v'-vel fogunk jelölni; a késedelem tehát:

$$t = \frac{BC + CD}{v'} - \frac{B'D}{v}. \qquad (2)$$

Ha a beesés és a törés szögét i-vel és r-rel, a lemez vastagságát pedig a-val jelöljük, és figyelembe veszszük, hogy:

$$B'D = BD \sin DBB' = BD \sin i,$$

$$BC + CD = \frac{BD}{\sin r},$$

$$BD = 2a \operatorname{tang} r = 2a \frac{\sin r}{\cos r},$$

a (2) alatti kifejezés így alakúl:

$$t = 2a \frac{\sin r}{\cos r} \left(\frac{1}{v' \sin r} - \frac{\sin i}{v} \right),$$

vagy pedig, figyelembe véve a **190.** p. (1) képletét:

$$t = \frac{2a}{v'} \cdot \frac{1 - \sin^2 r}{\cos r} = \frac{2a}{v'} \cos r,$$

vagy szintén:

$$t = \frac{2a}{\lambda'} \tau \cos r, \qquad (3)$$

mely kifejezést a következő kapcsolat (I. **282.**) révén nyertük:

$$v' = \frac{\lambda'}{\tau},$$

hol τ a λ' hullámhossznak megfelelő rezgésidő a lemez anyagában.

Ha mármost a fáziskülönbség, melylyel a két impulzus E-be érkezik, csakis ettől a késedelemtől függne, a két impulzus összevágó volna, midőn

$$t = 0,\ \tau,\ 2\tau,\ 3\tau, \ldots \qquad (4)$$

és ellenkező volna, midőn

$$t = \frac{\tau}{2},\ 3\frac{\tau}{2},\ 5\frac{\tau}{2}, \ldots \tag{5}$$

Ebből az következnék, hogy a fény hullámhosszához képest elenyésző vastagságú lemezről, melyre nézve $t = 0$ vehető, E-be egyező fázisú impulzusok érkeznének s ezek egymást erősítvén, a lemeznek világosnak kellene látszania. A tapasztalat az ellenkezőről tanuskodik. Vannak analógiák, melyek azon feltevésre késztetnek, hogy visszaverődéskor a fázis módosulásokban részesülhet a szerint, a mint a közeg, melyben a fény terjed, törékenyebb vagy kevésbbé törékeny a törő felületen túl levő közegnél. Így az I. k. **306.** pontjában láttuk, hogy a tetőre erősített kötél felső végéről visszavert hullámmozgás jelt változtat, ha ez a vég szilárd, és nem változtat, ha vékony fonálra van függesztve. Hasonlóképen a sípokban is (I, **318**) a hullámok visszaverődéskor jelt változtatnak vagy nem változtatnak a szerint, a mint a sípok fedettek vagy nyiltak, úgy, hogy az első esetben egy beeső sűrített hullám szintén sűrített visszavert hullámot létesit, a másodikban pedig ritkítottat. Úgyszintén midőn rugalmas golyó nyugvó golyóba ütközik, visszapattan ha kisebb tömegű, és ugyanazon irányban halad tovább, ha nagyobb tömegű az ütött golyónál. Mindez arra a gondolatra késztet, hogy a fényhullámok visszaverődésekor ehhez hasonló valami esik meg, melynél fogva a visszavert hullám a beeső hullámrezgés irányát megtartja, ha a második közeg kisebb törésű, mint az első; ellenben ellenkező az iránya, ha a második közeg erősebben törő.

Ha a lemez erősebben tör, mint a levegő, — az 564. ábra épen ezt az esetet tünteti elő, — az utóbbi eset forog fenn a D pontban való visszaverődésre nézve, az első pedig a C-ben valóra nézve, minélfogva a két impulzus, még akkor is, ha a $H'DE$ és $HBCDE$ útakat egyenlő időben futná meg, E-be mégis ellenkező fázissal érkeznék meg, mintha az egyik a másikkal szemben fél rezgésidőnyi, vagyis $\frac{\tau}{2}$ késedelmet szenvedett volna.

Ezt elfogadva, a vékony lemezek minden tüneménye a legapróbb részletekig megfelel az elméleti eredményeknek. A lemez világos t-nek (5) alatti értékei mellett, azaz midőn az útkülönbségből származó késedelem a rezgésidő felének páratlan számú többese, és sötétnek mutatkozik a (4) alatti értékek mellett, vagyis midőn eme késedelem a rezgésidő egész számú többese.

Ha tehát k bármely egész szám, ide értve a zérust is, a (3) alatti kifejezést tekintve következik, hogy a lemez *világos*, midőn a következő feltétel van teljesítve:

$$\frac{2k+1}{2} = \frac{2a}{\lambda'} \cos r, \quad \text{vagy } a = \frac{2k+1}{4} \frac{\lambda'}{\cos r}, \tag{6}$$

és *sötét*, midőn

$$k = \frac{2a}{\lambda'} \cos r, \quad \text{vagy } a = \frac{k}{2} \cdot \frac{\lambda'}{\cos r}. \tag{7}$$

Merőleges beesés esetében, azaz midőn $i = 0$, r is $= 0$, tehát $\cos r = 1$, minélfogva a megelőző két feltétel ily alakot ölt:

$$\text{világosságra nézve: } a = \frac{2k+1}{4} \lambda', \tag{6a}$$

$$\text{sötétségre nézve: } a = \frac{k}{2} \lambda'. \tag{7a}$$

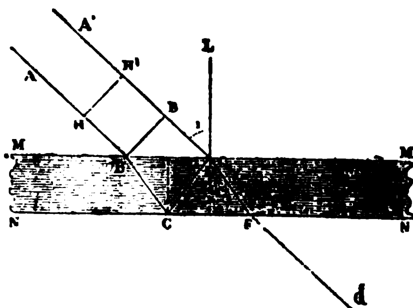
Ha pedig két mozgás, összetevődése alkalmával, se teljesen össze nem vágó, se teljesen nem ellenkező, eredő mozgásának tágassága, s ennek megfelelőleg a fény erőssége eme két határérték közé fog esni.

A tünemény tárgyalásának teljessége megkivánná, hogy figyelembe vegyük az egymásra következő visszaverődéseket is, melyek száma végtelen (**35**); de ezek gyengék és a tüneményt lényegében nem módosítják, úgy, hogy megelégedhetünk azzal a megközelítéssel, melyet az első két visszaverődés figyelembe vételével kaptunk.

194. Lássuk inkább, hogy mi történik, midőn a lemez a szem és a fényforrás között foglal helyet. A H-ból (565. ábra) kiinduló és B-be érkező impulzus első törés után a lemezben BC mentén terjed, ezután első visszaverődés után CD mentén

és második visszaverődés után DF mentén, hogy második törés miatt FG irányban lépjen ki. Ellenben a másik impulzus, mely H'-ból egyidejűleg indult ki, csak kétszer töretett meg: egyszer D-ben s egyszer F-ben, és az egyszerűbb $H'DFG$ útat fogja követni, hogy az elsővel összetevődve lépjen ki.

A két út különbsége azonos a megelőző esetben (**194**) előtüntetett különbséggel, mikor is a lemezt arról az oldalról néztük, a melyiken a fényforrás volt, és ennélfogva ugyanazt a (3) alatti késedelmet okozza. Csakhogy a jelen esetben mit sem kell



565. ábra. Vékony lemez szine.

ehhez a késedelemhez csatolni, hogy megkapjuk az igazi fázisküIönbséget, a melylyel a két mozgás interferál; ugyanis a $H'DFG$ út mentén nincsenek visszaverődések, a másik mentén pedig kettő is van, melyek vagy nem létesítenek fázisbeli felcserélődést, vagy ha létesítenek is, kiegyenlítik egymást, mert egyazon nembeliek lévén, mindegyikök egyértékű egy fél rezgésidőnyi késedelemmel, egészben véve tehát egy egész rezgésidővel, minélfogva a fázist nem módosítják.

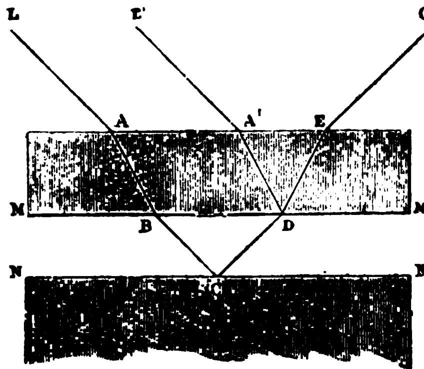
Ez az oka annak, hogy ha valamely lemez sötétnek látszik visszavert fényben, maximális fényűnek fog látszani, ha egyébként azonos körülmények között **átmenő fényben** figyeljük meg.

195. A lemezre érkező fény rendszerint nem egy szinű, miként eddigelé feltettük, hanem összetett nappali fény. Ez

esetben interferenczia révén azok a sugarak oltják ki egymást, melyekre nézve az imént levezetett feltételek teljesítve vannak, s ennélfogva a lemez a fenmaradó sugaraktól létesített összetett fény színét mutatja.

A színezet a beeső sugarak hajlása szerint változik, és adott hajlásra nézve az átmenő fényben megfigyelt színezet kiegészítője (159) a visszavert fényben látottnak. Mindezek a következtetések teljesen megfelelnek a valóságnak.

196. Ugyanezeket a tüneményeket létrehozzák azok a levegőrétegek is, melyek két, egymáshoz igen közel levő átlátszó test közé szorultak; ez oknál fogva gyakran élénk színekben látjuk az üvegben levő repedéseket, a kristályok hasadó lapjait, stb. Ilyen színjátékokat könnyen hozhatunk létre, ha két lehetőleg sík felületű és igen tiszta üveglapot egymásra teszünk; e

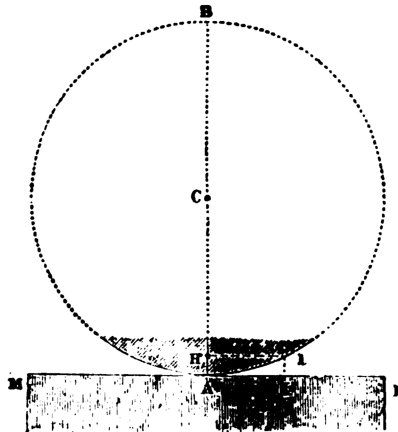


566. ábra. Levegőréteg okozta szín.

lapok között levegőréteg marad, mely különbözőképen színezett görbe vonalakat mutat, melyek alakjukat változtatják, ha a lapokat nyomkodjuk. Hogy a két üveg között levő *MN* vékony levegőrétegnek (566. ábra) valóban vékony lemez módjára kell viselkednie, könnyen megérthetjük, ha elgondoljuk, hogy az *EO* kilépő sugárnak, mely az üveg belsejében visszavert *DE* sugárból származik, intenzitása mindannyiszor zérus, a

midőn a rezgő mozgások DE mentén lerontják egymást, úgy, hogy az interferenczia feltételei O-ban megegyeznek az E-re nézve érvényesekkel, és egészen közönbös, hogy a szem a DEO törött vonalnak mely pontjában van. Ha a két üvegből álló rendszer monochromatikus fénynek van kitéve, váltakozva világos és sötét csíkokat fog mutatni, fehér fényben pedig szivárványszínben játszókat fog mutatni és minden **izochromatikus csík**, azaz a melynek egész hossza mentén egyazon színe van, azon pontoknak a helye, melyekben a levegőrétegnek vastagsága ugyanaz.

197. Newton, ki először tanulmányozta e tüneményt, igyekezvén az emisszió-elmélettel megfejteni, két igen csekély görbületű lencsét tett egymásra, úgy, hogy egy pontban érintkeztek és az izochromatikus vonalak köralakúak voltak.



567. ábra. A Newton-féle színes gyűrűk keletkezése.

Newton színgyűrűi könnyen megfigyelhetők, ha MM sík üveglapra (567. ábra) síkdomború lencsét teszünk, melynek görbületi sugara igen nagy, sokkal nagyobb az ábrabeli CA-nál. Az A érintkező pont visszavert fényben sötétnek látszik, és monochromatikus fényben középpontja a váltakozva világos és sö-

tét csíkoknak, melyek a középponttól való távolságuk növekedtével folyton sűrűbbekké válnak. Fonálkereszttel ellátott okulárral, mely finom csavar segítségével eltolható, megmérhetők a gyűrűk átmérői, és NEWTON a következő törvényt találta:

A világos gyűrűk sugarainak négyzetei úgy viszonylanak egymáshoz, mint a páratlan számok, a sötétek sugarainak négyzetei pedig miként a páros számok.

E törvények könnyen levezethetők a hullámelmélettel. Legyen e végből (567. ábra) $HI = \rho$ a megmért gyűrű sugara, $IK = HA = a$ pedig a két üveg közé foglalt levegőrétegnek megfelelő vastagsága, végre $AB = d$ azon gömb átmérője, melynek a görbe lencsefelület részét teszi. Ismert geométriai tétel szerint:

$$HI^2 = HA \times HB,$$

vagy pedig:

$$\rho^2 = a\,(d-a);$$

de mivel a rendkívül kicsiny d-hez képest, észrevehető hiba nélkül írhatjuk, hogy:

$$\rho^2 = ad.$$

Ha mármost I oly gyűrűnek a pontja, melyben a fényerősség maximum, a megfelelő levegőréteg a vastagságát a **193.** p. (6) képlete határozza meg, ha pedig sötét gyűrűnek pontja, a értékét a (7) képlet fejezi ki. Ha tehát λ a hullámhossz a levegőben, k pedig bármely egész szám, a világos gyűrűk sugarait kifejezi a következő képlet:

$$\rho^2 = \frac{2k+1}{4} \cdot \frac{\lambda d}{\cos r}, \qquad (6b)$$

a sötétekét pedig:

$$\rho^2 = \frac{k}{2} \cdot \frac{\lambda d}{\cos r}. \qquad (7b)$$

Merőleges beesésre vonatkozólag e képletek így alakulnak:

$$\rho = \frac{1}{2} \sqrt{(2k+1)\,\lambda d}, \qquad (6c)$$

$$\rho = \sqrt{\frac{k}{2}\,\lambda d}. \qquad (7c)$$

E képletek világosan kifejezik NEWTON-nak tapasztalati úton talált törvényeit, és teljesen beigazolhatók, ha beléjük ρ, d és λ más úton megmért értékei helyettesíttetnek. Sőt velük igen jól meghatározhatjuk valamely adott egyszerű fénynek λ hullámhosszát is.

198. Megjegyezzük még, hogy az i beesési szög növekedtével az r törési szög is növekszik és ennélfogva $\cos r$ csökken, következésképen ρ-nak növekednie kell. Valóban, ha a fény folyton növekedő ferdeséggel esik be, a gyűrűk mindinkább kiszélesbülnek.

Ha a két üveg közé a levegőnél erősebben törő közeget teszünk, ebben a fény kisebb sebességgel terjed (**183**), tehát valamely adott rezgésidőnek megfelelő λ hullámhossz is kisebb. És a kisérlet ezzel összhangzólag valóban igazolja, hogy a gyűrűk összeszorulnak, midőn levegő helyett víz van a két üveg között. Ezen felül szorosabbak még a kék fényben mint a vörösben, és tudjuk már FRESNEL kisérletéből, hogy az ibolyahullámok rövidebbek a vöröseknél.

A fehér nappali fény hullámhosszai e szélső két érték között vannak, ennélfogva fehér fényben a gyűrűk szivárványszínűek, a minőknek lenniök kellene, ha az egyes monochromatikus sugarak számtalan gyűrűrendszere összetevődnék.

Itt közöljük még a szines gyűrűknek NEWTON-tól származó osztályozását, feljegyezvén a czentiméter milliomod részeiben azon levegőréteg vastagságát is, mely az illető színnek megfelel.

Első csoport		Második csoport	
Kékes-fehér	11,4	Sötét bibor	27,6
Sárgás-fehér	14,8	Kék	36,0
Barna-vörös	16,8	Sárga	43,2
		Vörös	49,2

Harmadik csoport		Negyedik csoport	
Bibor	55,2	Halvány vörös	82,8
Kék	60,2	Halvány zöld	95,4
Sárgás zöld	66,6		
Sötét vörös	71,2		

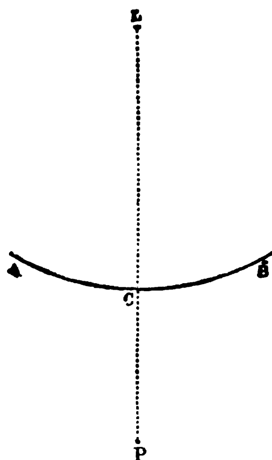
199. Tudjuk, hogy mindezeknek a színezetnek, származásuk módjánál fogva, összetetteknek kell lenniök, miről meggyőződhetünk, ha velük rést világitunk meg s ezt hasábbal megfigyeljük (**165**). Midőn ρ kicsiny, csak egy olyan k egész szám van, mely λ-nak azon értékeire nézve, melyek a látható sugaraknak felelnek meg, eleget tesz a (7c) alatti értéknek; de a mint ρ növekszik, már két, azután három stb. ilyen egész szám van; ennélfogva abban a mértékben, melyben a középponttól távozunk, növekszik a kioltott sugarak száma és azoké, melyek maximális intenzitással jelennek meg, úgy hogy minden pontban akadnak a színkép minden tájékának képviselői, melyek együttesen olyan összetett sugarakat adnak, melyek a napfénytől merőben különböznek, mert sötét sávoktól áthasogatott szinképeket adnak; de minden objektiv különféleségük mellett is bennünk a fehér érzetét (**189**) keltik, és ennélfogva a középponttól távolodva, a gyűrűk élessége folytonosan csökken s bizonyos távolságban egészen megszünik.

Monochromatikus fény használata melett a gyűrűk sokkal nagyobb távolságban megkülönböztethetők maradnak (**185**). Ha ezenkívül a lencsét az alatta levő laptól mikrométer-csavar segitségével lassan eltávolítjuk, azt tapasztaljuk, hogy minden negyed-hullámhossznyi eltávolodásra a világos gyűrűk a velük szomszédos gyűrűk helyét foglalják el. Ha megállapitunk egy pontot, megszámlálhatjuk, hogy hány gyűrű vonul el fölötte a fokozatos távolodáskor, s ily módon sikerül megfigyelnünk aránylag nagy útkülönbségekkel létesülő interferencziákat is, és pedig annál nagyobb útkülönbségekkel létesülőket, mentül homogénebb az alkalmazott fény. Ily módon sikerült Fizeau-nak, etil- és metilalkohol sós keverékének sárga lángját alkalmazván, az interferencziákat 1,5 cm vastag levegőrétegen át megfigyelnie, a mikor is a két sugár útkülönbsége 50 000 hullámhosszra rúgott.

Bizvást következtethetjük tehát, hogy a Fizeau-tól használt fényforrás rezgésbeli állapota mintegy 50 000 rezgés tartamán

át, vagyis mintegy egy-tizezermilliomod (0^{-10}) másodpercz lefolyása alatt változatlanul fenmaradt; ez igen rövid idő, de jóval nagyobb annál, melyet Fresnel feltételezett, a ki vörös üvegen áteresztett fénynyel (**185**) nem láthatván mintegy száz csiknál többet, kijelenté, hogy lehetetlen két, habár homogén sugarat interferáltatni, ha az egyik a másikkal szemben tetemes késedelemben van; ezt a lehetetlenséget a fényforrás rohamos változásainak tulajdonította, a melyeknél fogva a forrás rezgő mozgása mintegy száznál több rezgés után szerinte nem maradhatott meg egyazon fázisban.

200. A hullámfelület, miként láttuk (I, **286**), a közeg azon pontjainak helye, melyek adott pillanatban egyazon fázisban vannak; ha tehát a rezgő mozgás egy pontból indul ki s minden irányban ugyanazon sebességgel terjed, miként ez minden izotrop közegben (I, **404**) történik: a hullámfelület gömbalakú, és a rezgések középpontjától nagy távolságban észrevehető hiba nélkül érintő síkjával cserélhető fel, vagyis síknak tekinthető; a rezgések középpontjától végtelen távolságban pedig egész szigorúan síkok.



568. ábra. Huygens elve.

Mondottuk már (I, **287**), hogy a midőn az elmozdulások olyan kicsinyek, hogy a közegben velük arányos rugalmas erőket ébresztenek, a közeg különböző pontjaival közölt mozgások a parallelogramm szabálya szerint tehetők össze. A kicsiny mozgások összetételének ez az elve, melyet a megelőző pontokban bőven alkalmaztunk, mint következményt foglalja magában **Huygens elvét,** mely ekként fejezhető ki:

«A rezgő mozgás, melyet az L rezgés-középpont bármely F

pontban (568. ábra) gerjeszt, minden pillanatban eredője mindazon rezgő mozgásoknak, melyeket a P pontban bármely közbeeső ACB hullámfelületnek különböző elemei ébresztenek, ha ugyanezen elemek mindegyikét külön-külön rezgés-középpontnak tekintjük.»

Ez az elv elvégre is nyilvánvaló, mert alapjában véve azt fejezi ki, hogy az L pontból kiinduló minden impulzus az ACB hullámfelületen át jut el P-be, úgy, hogy ha a mozgásnak L forrását megszüntetnők, és ACB különböző pontjaival valami útonmódon azokat az impulzusokat közölnők, melyeket ezen L forrás hatása révén kapnak: az ACB felületen túl levő közegnek állapota semmivel sem változnék.

201. Ezek után kössük össze az L forrást a P ponttal; LP-nek az ACB gömbi felülettel való C metszéspontját nevezzük a hullám *pólusának* P pontra vonatkozólag, és nézzük, hogy minek kell P-ben történnie, ha a C pólusban kicsiny akadályt helyezünk el, mely nem ereszti át a hullámmozgást, vagy pedig ha bármi módon korlátozzuk a hullámfelületet.

Fontos, hogy ezt megtudjuk, mert első pillanatra a hangtani kisérleti eredmények a fénytaniakkal össze nem egyeztethetőknek látszanak. Ha L-ben megszólal egy csengetyű, C-be pedig hanghullámokat át nem eresztő puha párnát helyezünk, a P-ben levő fül mégis meghallja a hangot, ellenben a szem P-ből nem láthat meg egy L-ben levő mécset, ha C-ben egy kicsiny átlátszatlan test van.

Fordítva, tegyük fel, hogy ACB egy átlátszatlan s egyidejűleg tömött és lágy rétegnek a felülete, úgy, hogy se a fény, se a hang ne hatolhasson át rajta, és C-ben vágjunk rajta kicsiny nyilást. A szem, legalább a 7. pontbeli megállapítások szerint, nem fogja meglátni az L fényforrást, ha kívül fekszik azon a kúpon, melynek csúcsa L és a melynek felületét a C nyilást körüljáró egyenes nemzi; ellenben a hang csaknem egyformán hallatszik az ACB előtti egész térben.

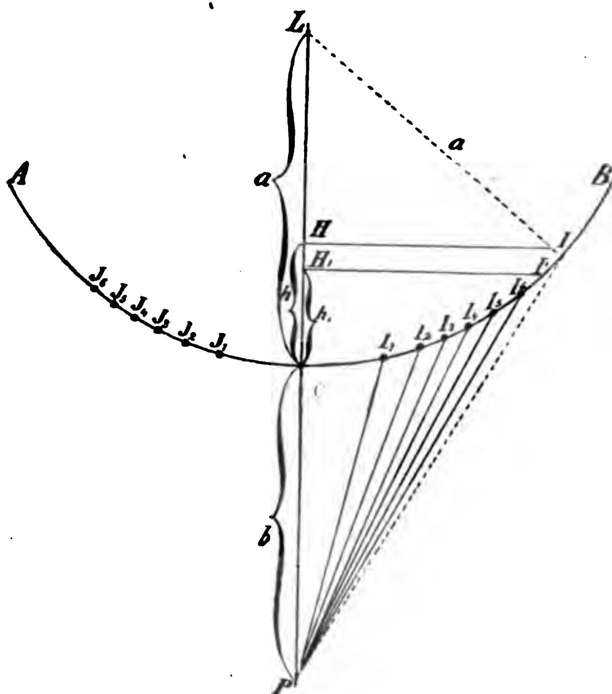
Mivel pedig a hang kétségtelenül hullámzó mozgásnak tulajdonítható, érthető, hogy mennyire meg volt okolva az az ellenszenv, melylyel annyi jeles férfiú azon feltevés iránt viseltetett, hogy a fény is hullámzó mozgás, mely feltevés a többi között nem adott számot azon alapvető tényről, a melyen az árnyékok egész elmélete (8) alapszik.

202. Fresnel-é a nagy érdem, hogy minden kétsége eloszlatott, a mikor kimutatta, hogy a fény és az árnyék eloszlódása tulajdonképen nem is olyan, mint a minőnek a fény úgynevezett egyenes vonalú terjedéséből következik, és hogy ennélfogva az árnyékok elmélete nem szigorú, hanem csak megközelítő; sőt kimutatta, hogy ez a nagy megközelítés azon körülménynek tulajdonitandó, hogy a fényhullámok rendkívül rövidek a testek közönséges méreteihez képest, és hogy a hangra nézve épen azért nem állhat az a geométriai elmélet, mert a hanghullámok hosszúak ugyanazokhoz a méretekhez képest; ezen felül a **diffrakczió** (fényhajlás) tüneményeit (**208**), melyeket eleintén az egyenes vonalú terjedés törvénye alól való kivételeknek tekintettek és zavaró okoknak róttak fel, a hullámmozgás általános törvényeinek vetette alá és a legapróbb részletekig megmagyarázta. Fresnel mindezt akként fejtette meg, hogy a fény interferencziájának elvét, melyet már Young állapított volt meg, Huygens-nek csak az imént (**200**) kifejezett elvével kombinálta.

203. Itt nem vihetjük keresztül Fresnel számításait egész terjedelmükben, de megkisértjük legfontosabb levezetései egynémelyikének lehetőségét megmutatni; megkezdjük pedig egy gömbhullámmal, mely az L középpontból (569. ábra) indul ki és a rajzlap síkját az ACB ívben metszi. Ugyanezen síkban felveszszük a gömbön kívül fekvő P pontot, összekötjük L-lel, s ezzel meghatározzuk a C pólust; ezután az AB íven, C-nek mind a két oldalán, felveszünk olyan $I_1, I_2, I_3, \ldots$ és $J_1, J_2, J_3, \ldots$ pontokat, hogy két egymásra következőnek P-től való távolsága

egy állandó $\frac{\lambda}{2}$ kicsiny hosszal különbözzék, a melyet egy félhullámhoszszal egyenlőnek fogunk feltételezni.

Ily módon az AB ívet úgynevezett *elemi ívekre* osztottuk fel, melyeknek elseje J_1I_1, a többi pedig I_1I_2, I_2I_3, I_3I_4, ... a jobboldalon, J_1J_2, J_2J_3, J_3J_4, ... a baloldalon. Az AB ív, ha LP



569. ábra. Fresnel-féle elemi övek.

körül forog, a hullámfelületet nemzi, s mindegyik elemi ív egy-egy gömbi övet fog nemzeni, melyet *elemi öv*-nek fogunk nevezni.

Most ki fogjuk mutatni, hogy bármely elemi övnek területe egyenlő az őt közbefoglaló két elemi öv területének középértékével.

Bocsássuk e végből az AB ívnek bármely I pontjából az IH

merőlegest LP-re; legyen $LC = LI = a$, $PC = b$, $CH = h$, $PI - PC = \delta$; az IHL és IHP derékszögű háromszögek a következő kapcsolatot adják:

$$a^2 - (a-h)^2 = (b+\delta)^2 - (b+h)^2,$$

vagy pedig:

$$2(a+b)h = 2b\delta + \delta^2; \qquad (1)$$

egy másik I' pontra nézve, melyre vonatkozólag $PI' - PC = \delta'$, $CH' = h'$, hasonlóképen áll:

$$2(a+b)h' = 2b\delta' + \delta'^2,$$

és kivonás után:

$$2(a+b)(h-h') = (\delta - \delta')(2b + \delta + \delta').$$

Ha II' az n-dik elemi ív, úgy:

$$\delta = n\frac{\lambda}{2}, \qquad \delta' = \frac{n-1}{2}\lambda,$$

s innét

$$\delta - \delta' = \frac{\lambda}{2}; \qquad \delta + \delta' = \frac{2n-1}{2}\lambda;$$

és figyelembe véve, hogy a gömböv területe megegyezik olyan derékszögű négyszög területével, melynek egyik oldala az öv magassága, másik oldala pedig a kiegyenesített főkör: az elemi öv területe:

$$Z_n = 2\pi a(h-h') = \frac{\pi a}{a+b}\left(b\lambda + \frac{2n-1}{4}\lambda^2\right).$$

Ha n helyett $n-1$ tétetik, a megelőző öv területét (Z_{n-1}) kapjuk, ha pedig n helyett $n+1$ tétetik, a következő övét (Z_{n+1}) nyerjük, és könnyű kimutatni, hogy:

$$Z_{n-1} + Z_{n+1} = 2Z_n,$$

a mi azt mondja, hogy egy elemi öv területe egyenlő a két szomszédos öv területének félösszegével, a mi bebizonyítandó volt.

204. Ezt előrebocsátva megjegyezzük, hogy az a mozgás, melyet az AB hullámfelület mindegyik eleme P-ben ébreszt,

emez elem területétől, P-től való távolságától és hajlásától függ; de ha csupán az egészen szomszédos elemek hatásának összehasonlítására szorítkozunk, a hajlást és a távolságot állandónak tekinthetjük, és feltehetjük, hogy az a sebesség, melyet ez elemek mindegyike P-be küld, arányos a területével. Ez esetben, mindig szem előtt tartva, hogy a hullámfelület minden pontja egyazon fázisban van, könnyen érthető, hogy valamely Z_n elemi öv minden egyes pontjának megfelel a szomszédos Z_{n+1} övnek egy-egy pontja, mely P-től egy félhullámhossznyival távolabb van, úgy, hogy az ezen két ponttól P-be érkező impulzusok fázisai ellenkezők, s ennélfogva egymást lerontják. Ha tehát ez a két öv egyenlő volna, együttes hatásuk zérus volna. Ezek az övek némileg különbözők ugyan, ámde mindegyikük egyenlő a két szomszédosnak félösszegével (**203**), minélfogva a Z_n öv hatását megsemmisíti a megelőző félövnek és a reá következő félövnek hatása.

Ha hasonló módon kombinálunk minden övet, nem marad más hatásos, mint a C pólus körüli J_1CI_1 legelső övnek a fele, és a legutolsónak a fele. De ez utóbbi igen ferdén hajolván az őt a P-vel összekötő egyeneshez, nem létesíthet észrevehető hatást. Ennélfogva a hullám minden pontjától P-ben gerjesztett eredő sebesség igen nagy megközelítéssel ugyanaz a sebesség, melyet ugyanott a kiegyenlítetlenül maradt első félöv létesítene.

205. Ez a megfontolás váratlan eredményekre vezet.

Helyezzünk C-be, merőlegesen LP-re, átlátszatlan síkot; legyen benne r sugarú kicsiny környílás, melynek középpontja LP-be esik. Ez a kör egy a hullámfelülethez tartozó gömbszeletnek az alapja, és tegyük fel, hogy annyira kicsiny, hogy πr^2 területe egyenlőnek vehető magának a gömbszeletnek a területével. De ez utóbbi (1) szerint a következő:

$$2\pi ah = \frac{2\pi ab\delta}{a+b}\left(1 + \frac{\delta}{2b}\right),$$

és bármily közel feküdjék is P a gömbhöz, $\frac{\partial}{2b}$ bízvást elhanyagolható az egység mellett, úgy, hogy elegendő megközelítéssel kapjuk, hogy:

$$\pi r^2 = 2\pi a h = \frac{2\pi a b}{a+b}\partial,$$

mely kifejezés segítségével a középponti sugár és a gömbszelet széle mellett elhaladó sugarak közötti ∂ útkülönbség a következőleg fejezhető ki:

$$\partial = \frac{1}{2}\frac{a+b}{ab}r^2. \qquad (3)$$

1. Ha a nyílás olyannyira kicsiny, hogy bármely két pontja P-től való távolságának különbsége a félhullámhossznak kicsiny hányadrésze, a mozgások, melyeket különböző pontjai P-ben ébresztenek, megközelítőleg összevágók, és ennélfogva a fényerősséget csak azon irány ferdesége csökkentheti, a mely irányban a mozgás terjed. Ebből tehát következik, hogy a fény szétszóródik mindazon irányokban, melyeknek nincs túlságos hajlásuk a hullámfelülethez, minélfogva P pont körül a világítás elmosódik a nélkül, hogy az árnyéknak éles körvonala volna.

2. Ha a nyílás akkora, hogy az első elemi övnek épen felét foglalja el, P-ben épen annak a sebességnek kell létrejönnie, mely létrejönne az átlátszatlan lap távollétében is. Ha, miként a megelőző esetben, kisebb, P-ben a sebesség is kisebb annál a sebességnél, melyet az egész hullám akadálytalan terjedése létesítene. Ha nagyobb, P-nek nagyobb sebességet kell nyernie mindaddig, míg a nyílás elfoglalván az egész első elemi övet, azaz míg $\partial = \frac{\lambda}{2}$-re növekedvén, P minden pillanatban kétszer akkora sebességre tesz szert, mint a mekkorát nyerne az akadálytalan terjedés hatása miatt; és mivel a megvilágítás arányos a sebesség négyzetével **(186)**, ilyen nyílásnak az a hatása, hogy P-ben a fényerősség megnégyszereződik.

3. Ha azonban a nyílás még tovább növekszik, úgy, hogy

feltárja a második elemi övnek egy részét is, a fénynek gyengülnie kell, mert e résztől P olyan impulzusokat kap, melyek az első övtől erdőkhöz képest ellenkező fázisúak, és a P-ben levő megvilágitás minimum, midőn

$$\delta = \lambda,$$

vagyis midőn az első két öv szabadon van.

Midőn $\delta = 3\frac{\lambda}{2}$, a második övet a harmadik övnek fele és az első övnek fele kompenzálja, úgy, hogy a P-ben levő megvilágitás azzá válik, mely az egész hullám szabad terjedését illeti meg, és így lépésről-lépésre levezethető, hogy általában minimum figyelhető meg, midőn $\delta = 2k\frac{\lambda}{2}$, vagyis midőn:

$$\frac{a+b}{ab} r^2 = 2k\lambda, \tag{4}$$

és maximum, midőn

$$\delta = \frac{2k+1}{2} \lambda,$$

vagyis:

$$\frac{a+b}{ab} r^2 = (2k+1)\lambda, \tag{5}$$

hol k tetszés szerinti egész szám, mely azonban az azonnal (**207**) előterjesztendő okból nem túlságos nagy.

Valóban, mivel minden övet a két hatásos öv fele kompenzál, mindössze is csak a középponti öv fele és a szélső öv fele marad, melyek közelítőleg kompenzálják egymást, ha a sorszám páros, és összegeződnek, ha páratlan. De jól megjegyzendő, hogy a kompenzáczió annál kevésbbé teljes, mentül ferdébbek a szélső sugarak.

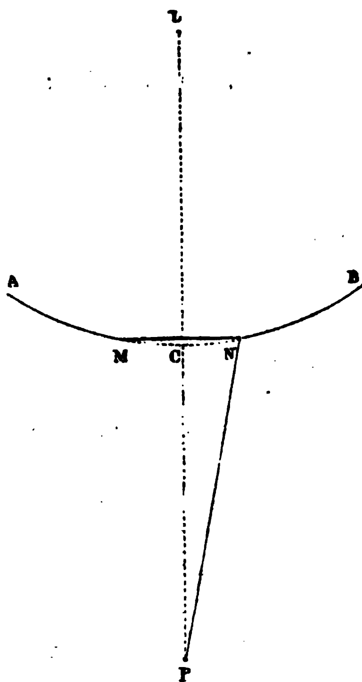
Nyilván való, hogy a (4) vagy (5) alatti feltételeknek akként is tehetünk eleget, hogy a nyílás r sugarát állandóan megtartva, a b távolságot oly módon változtatjuk, hogy a megvizsgált P pontot LP mentén elmozdítjuk.

Ily módon Fresnel mikrométeres okulárjának (**187.** p.

561. ábra) használatával kimutathatta, hogy a megelőző levezetések híven fejezik ki a való tényeket.

206. Nem kevésbbé érdekes következménye a hullámelméletnek az, hogy egy köralakú korongocskától vetett geométriai árnyék középpontjának megvilágítottnak kell lennie, mintha csak a korongocska ott sem volna és az egész hullám szabadon terjedne.

Legyen ugyanis *MN* (570. ábra) az átlátszatlan korong, melynek középpontja az *LP* vonalon fekszik, és mely csak kevés számú elemi övet foglal magában. Oszszuk fel az *AB* hullám felületét, és pedig a jelen esetben a korong *MN* szélén kezdve, az elemi övek olyatén sorára, hogy a *P* pont felé menő megfelelő sugaraik félhullámhoszszal különböznek. Ezen övek mindegyikétől származó minden sugár a két határos öv (**203**) sugarai rezgésének felétől kioltottnak tekinthető, kivéve az *MN* széllel határos övet és az *AB* felé eső szélső övet, melyeknek sugarai rezgésbeli sebességök felét megtartják. De, a miként már említettük, a szélső sugarak nagy ferdeségök miatt hatástalanoknak tekinthetők, úgy, hogy csakis a koronggal határos övnek fele marad hatásos. Ennek az övnek egyre-másra ugyanaz a kiterjedése van, mint a *C* sark körüli első elemi övnek; és ha a korong oly kicsiny, hogy a szélén kiinduló sugarak nem hajol-



570. ábra. Megvilágított középpontú árnyék.

nak túlságosan a középponti sugárhoz, ez övek hatásai egyenlők maradnak, azaz (204) a P pont körülbelül ugyanazt a sebességet kapja, melyet kapna, ha a korong ott sem volna, és a geométriai árnyék közepének megvilágítottnak kell lennie.

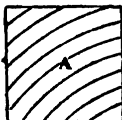
Ezt a sajátszerű következtetést Poisson vonta s azután Fresnel kisérletileg megerősítette. Miként látjuk, független a korong átmérőjétől és a távolságtól, melyben árnyékát felfogjuk, ha ugyan az elhajló sugarak nem túlságosan ferdék.

Midőn a korong MN átmérője és P-től való távolsága akkora, hogy az AB hullámon nagyon sok elemi öv van eltakarva, a koronggal szomszédos félövtől P-be érkező mozgásnak hatásos összetevője a nagy ferdeség miatt annyira meg van gyengülve, hogy észrevehető hatása már nem igen lehet és P sötét marad.

207. A terjedés irányához való ez a nagy ferdeség az oka, hogy a mikor egy nyílással ellátott korlátlan ernyőnek hatását tanulmányoztuk (205), kivettük azt az esetet, melyben a nyílás nagy számú elemi övet foglal magában. Ilyenkor a két félöv, melyektől a P pont mozgását függni láttuk (569. ábra), vagyis a középponti és a szélső félöv abszolut érték szerint nem létesít egyenlő sebességeket; ennélfogva a szélső sugarak, melyeknek ferdesége tetemes s melyek távolabb fekvő pontoktól jönnek, sokkal kevésbbé intenzivek, úgy, hogy már nem képesek a pólus környékéről kiinduló sugarak hatását kiegyenlíteni. E sugarak tehát P-ben ugyanazt a hatást létesítik, mintha a lyukas ernyő ott sem volna, de ez csak azon feltétel mellett áll, ha a nyílás igen sok elemi övet foglal magában. Tudjuk, hogy λ rendkívüli kicsinysége (187) miatt e feltételnek eleget tehetünk a nélkül, hogy a nyílásnak valami nagynak kellene lennie.

Az ilyen nyíláson keresztül nem csupán a P pont van megvilágítva, hanem mindazok a pontok is világosságban vannak, melyek a határlap geométriai árnyékát meghatározó kúpon

belül feküsznek, kivéve a szélekhez igen közel levőket. Fordítva is, a kúpon kívül fekvő, és magától a széltől bizonyos távolságban levő pontok nem mozdíttatnak meg a hullámnak a nyíláson átmenő részétől. Vegyük fel ugyanis a tetszés szerinti alakú *A* nyílást (571. ábra) a rajzlap síkjában, és előtte bizonyos távolságban, de a geométriai árnyék kúpján kívül egy *Q* pontot, mely körül mint középpont körül képzeljünk fél-félhullám-hosszakkal növekedő sugarakkal gömböket leírva. E gömbök a nyílást annyi igen keskeny és olyan szalagra fogják osztani, hogy e szalagok egyikének *Q*-ra való hatását a szomszédos két fél-szalagnak hatása közönbösíti (204). Ha aztán figyelembe veszszük, hogy még a szélső fél-szalagok sem idézhetnek elő észrevehető hatást, mert igen rövidek: belátható, hogy a *Q* pontnak árnyékban kell maradnia.



571. ábra. Árnyék nagy nyílás esetében

Ily módon megokolva találjuk az árnyékok geométriai elméletének alaptételét legalább azokra a pontokra nézve, melyek a szélekhez nem nagyon közel feküsznek. Ne felejtsük, hogy a magyarázat egészen a hullámhossz rendkívüli kicsinységén alapszik; minélfogva egy nyílást, mely nem rendkívül kicsiny, roppant nagy számmal találnak félhullámhossznyi közökkel szerkesztett egyközepű gömbök. A magyarázat nem volna alkalmazható azokra a közönséges körülményekre, melyek között a hangtani tünemények fordulnak elő, mert a hanghullámok hossza összehasonlítható a fül és a hangforrás közötti távolsággal, és ennélfogva valamely hullám létesítette hatás nem szorítkozik többé a pólusa körüli kicsiny tájék hatására.

208. De még a fénytünemények esetében is tévedés volna azt hinnünk, hogy a sugaraknak valóságos és önálló fizikai létök van, és hogy egymástól különválhatnak. Valahányszor megkisértjük az ilyen különválasztást, folytonosan szűkebb és szűkebbre szabván a fény járta rést, mindannyiszor a **diffrak-**

czió tüneményeibe ütközünk, melyek közül néhányat már a megelőző pontokban jeleztünk. Különben egyáltalában nem is szükséges, hogy igen kicsiny nyílásokhoz folyamodjunk, hogy a fény terjedésének geométriai elméletét tökéletlennek ismerjük fel. Elég, ha megfigyeljük, hogy mi történik bármely test árnyéka szélén, feltéve, hogy a testet igen kicsiny fényforrással világítjuk meg: hirtelen átmenet helyett a fehér fénybe szivárvány színekkel játszó, felváltva világos egyszerű színű és sötét csíkok sorát fogjuk látni.

A kisérletet igen könnyen megtehetjük, ha a heliostatba nyílással ellátott átlátszatlan lapot helyezünk, és a sötét szobába eső nyalábot erősen gyüjtő lencsével fogjuk fel. A Napnak kicsiny valódi képe alkotja a fényforrást, mely egy szemközt



572. ábra. Monochromatikus fény okozta csíkok.

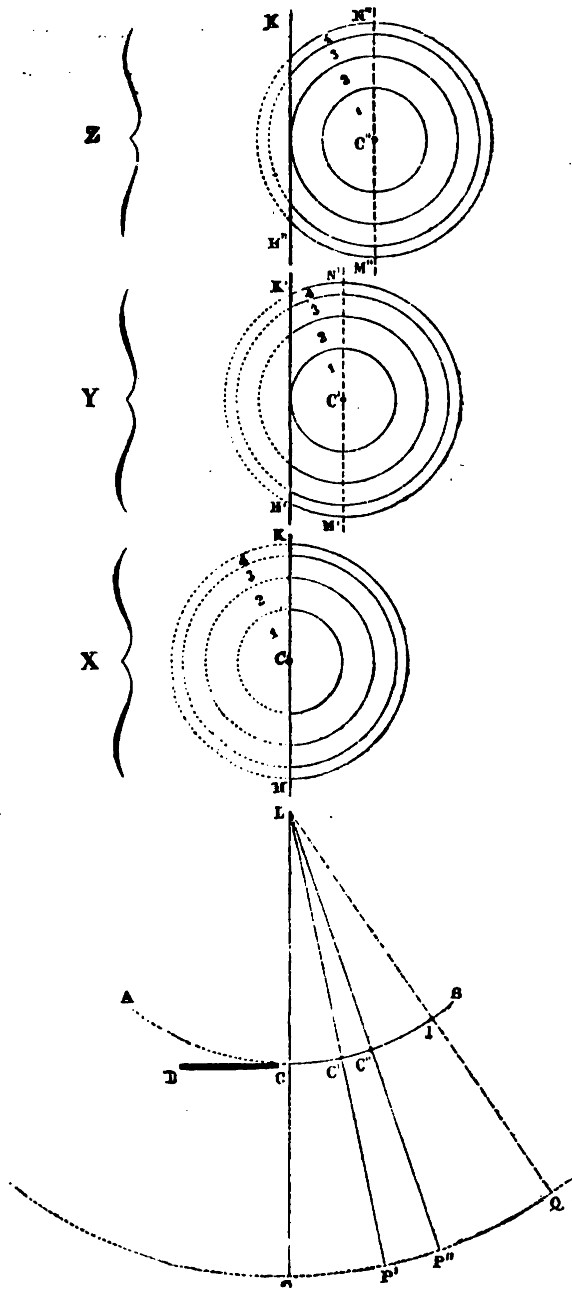
felállított fehér ernyőt egyenletesen világít meg. Bárminő, hacsak nem igen kicsiny átlátszatlan testtel megmutathatjuk a diffrakcziós csíkokat, melyek árnyékát szegélyezik.

Hogy erről legalább megközelítőleg számot adjunk, elegendő, ha a szélnek kicsiny darabját egyenes vonalúnak tekintjük, és, hogy figyelmünket határozott esetre fordítsuk, függélyes állásúnak teszszük fel. Ez esetben a monochromatikus fény előidézte csíkok képét az 572. ábra tünteti elő, melyben a geométriai árnyék határát *PP* jelöli. A fény gyenge világosságú elmosódással kissé túllépi ezt a határt azon oldal felé, melynek, a geométriai elmélet szerint, teljes árnyékban kellene

lennie; a másik oldalon pedig fokozatosan erősbödve terjed bizonyos maximumig, ezután minimumra megy át, s ilyetén-képen a mindinkább elvékonyuló és elhalványuló csíkok sorát nemzi, melyek végre folytonos megvilágításban folynak szét.

Az *LP* egyenes (573. ábra), mely az *L* fénypontot a geométriai árnyék széléhez tartozó valamely *P* ponttal köti össze, *C*-ben éri a *CD* átlátszatlan testet, minélfogva *C* adja *P*-nek az *ACB* hullámfelületre vonatkozó pólusát, mely felületet a szokott módon elemi övekre osztva, *LP*-re merőleges síkra való vetületben *X* alatt látjuk. Mindegyik elemi övnek fele, az átlátszatlan lap miatt, meg van akadályozva abban, hogy mozgását *P*-be küldje; a másik, *HK*-tól jobbra eső fele szabadon hat, úgy, hogy ha v-vel jelöljük azt a sebességet, melyet *P* az egész hullám szabad terjedése révén nyerne, azt kell következtetnünk, hogy a *CD* sötét test hatása miatt $\frac{1}{2}$ v-re redukálódik.

Kössük most össze *L*-t a *C'* ponttal, mely az első és a második elemi öv között ezek határvonalán fekszik; és vegyük *P* mellett figyelembe a *P'* pontot, mely ezen az összekötő vonalon fekszik. *P'*-nek pólusa *C'*, és ha erre vonatkozólag az *ACB* hullámfelületet újra elemi övekre osztjuk és (*Y* alatt) *LP'*-re merőleges síkra vetítjük, világosan látjuk, hogy *P'*-be a jobboldali fél-hullámtól származó $\frac{1}{2}$ v sebességen kívül az ezzel összevágó v sebesség érkezik, mely az első elemi félövtől származik **(204)**, mely *P*-re vonatkozólag fedve maradt, és *H'K'* és *M'N'* közé van foglalva; így tehát a *P'* pont $\frac{3}{2}$ v sebességet fog nyerni, melyből azonban levonandó az a kicsiny ellenkező sebesség, mely a harmadik öv részeinek *H'K'* és *M'N'* közé foglalt felétől származik. Mivel minden többi egymásra következő övnek hatása egymást megközelítőleg megsemmisíti és mivel a fény intenzitása a sebesség négyzetével arányos **(186)**: *P'* sokkal erősebben van megvilágítva, mint *P*.



573. ábra. Diffrakczió.

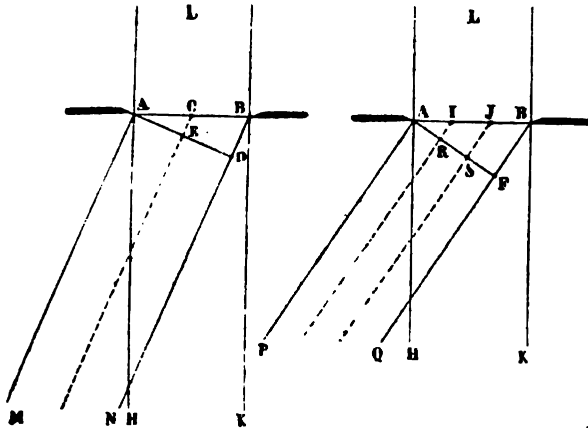
Ellenben az olyan P'' pont, melynek sarka az 573. ábrában megjelölt helyzetben C'', a megvilágítás minimumát fogja előtüntetni. Valóban az $M'N''$ jobb oldaláról származó mozgás $\frac{1}{2}v$-re redukálódik, mihez csaknem semmi sem járul hozzá, mert az 1 és 2 övnek $H'K''$ és $M'N''$ között levő fele csaknem teljesen ellensúlyozza egymást, és a 3 övnek $H'K''$ és $M'N''$ között levő és az egymásra következő övektől nem kompenzált része csekélységre redukálódik. P''-nek megvilágítása tehát csaknem egyenlő a P-ével, és így tovább, mígnem egy O pont, melynek I pólusa C-től nagyobb számú elemi öv távolságába esik, az egész v sebességet fogja nyerni, tehát itt a fény négyszerte intenzivebb, mint P és P''-ben.

Nyilvánvaló, hogy a PP', $P'P''$, stb. távolságok LC és PC-n kívül függnek még a λ hullámhossztól is, melynek segítségével ACB elemi övekre osztatott, úgy, hogy a csíkok szélessége az L-ből kiinduló egyszerű fény színével együtt változik, és ha L napfényből ered, a diffrakcziós csíkok szivárványszínekkel tünnek elő **(185)**.

209. A diffrakczió-tüneményekre vonatkozó elmélkedések jóval egyszerűbbekké válnak, ha a helyett, hogy egy hullámfelület adott részének véges távolságban levő pontra való hatását akarnók levezetni, megelégszünk a végtelen távolságban történőknek tanulmányozásával; vagy más szavakkal: könnyebb a sík hullámokkal elbánni, mint a gömbiekkel.

Nem mulaszthatjuk el, hogy ezt egy tanulságos példán bemutassuk. Figyelembe fogjuk ugyanis venni azt a diffrakcziót, melyet korlátlan kiterjedésű, átlátszatlan lapba vágott, egyenes vonalú **szűk rés** idéz elő, feltéve, hogy a rés függélyes és vízszintes síkkal való átmetszését AB (574. ábra) tünteti elő. Ha a fény merőlegesen esik reá, egy igen messze fekvő L ponttól, a minő volna a Napnak gömbölyű gombtól visszavert képe: a hullámfelület AB-ben síknak vehető. Ha reá Huygens elvét **(200)**

alkalmazzuk, látni fogjuk, hogy eme síkhullámnak a reá merőleges AH és BK irányban kell terjednie, úgy, hogy végtelen távolságban a közvetetlenül átmenő nyalábot alkotó különböző sugarak még összevágók fognak lenni, és ha a szemmel fogjuk fel őket, a retina egy pontjába futnak össze, vagy pedig ha tárgylencsén mennek át, egyetlen pontban hajolnak össze, mely pont

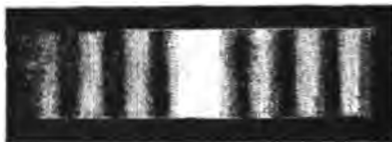


574. ábra. Diffrakczió szűk résen.

rezgésbeli tágassága egyenlő az egyes sugaraknak megfelelő tágasságok összegével.

Válaszszunk egy másik AM, BN irányt oly módon, hogy BN-re az AD merőlegest emelvén, $BD = \lambda$ legyen. Ekkor az AD-n levő különböző pontok más meg más fázissal rezegnek. Az E középső pont, melyre nézve $CE = \frac{\lambda}{2}$, A-val ellenkező fázisú, és hasonlóképen az AE darabon választott minden pontnak megfelel az ED darabon egy pont, mely vele szintén ellenkező fázisú fog lenni. Hatásaik tehát lerontják egymást, és a tárgylencse gyujtósíkjának azon pontjában, melyben az MM, BN párhuzamos nyalábnak a rés képét kellene nemzenie, sötétség fog lenni.

Ellenben az *AP*, *BQ* irányban, melyre nézve a két szélső sugárnak *BF* útkülönbsége $\frac{3\lambda}{2}$-re rúg, világosság fog lenni; ha ugyanis a rés szélességét három egyenlő részre osztva képzeljük, kettő közülök kompenzálja egymást, a harmadik rész különböző pontjainak pedig egymással összevágó sebességök van, minélfogva az *AP*, *BQ* iránynak megfelelőleg az objektiv gyujtósíkja meg van világítva. Ezen irány és a megelőző *AM*, *BN* irány között a megvilágítás zérustól bizonyos maximumra emelkedik, és ha a ferdeséget még fokozzuk, ismét zérusra tér abban az irányban, melyre nézve a szélső sugarak útkülönbsége 2λ, és így tovább. A közvetetlen nyaláb másik oldalán a tüneménynek szimmétrikus lefolyása van, úgy hogy az objektiv gyujtósíkjában felállított ernyőn az 575. ábrában előtüntetett csíkokat fogjuk látni.



575. ábra. A vonalas rés diffrakcziós csíkjai.

Még jobban látjuk, ha okulár segítségével közvetetlenül nézzük. Különben az e fajta diffrakczió-tünemények megfigyelésére legalkalmasabb a végtelenre beállított csillagászati messzelátó (**146**), melynek tárgylencséje elé ónpapirost helyezünk, melybe a rést tollkéssel metszszük; a messzelátót messze levő fénypontra vagy a réssel párhuzamos fényvonalra irányozzuk; az utóbbit például úgy kapjuk, hogy kicsiny csillám-hengert a napra teszünk ki.

Az 575. ábrabeli sötét sávok között levő fényes nyalábok szélessége a beeső fény hullámhosszával változik: legnagyobb a vörös fényben, legkisebb az ibolyaszínűben. Ha tehát fehér fényt használunk, a középső fehér nyalábot színes csíkok sze-

gélyezik, melyekben a színek sora ugyanazon rendben következik, mint a visszavert fényben nézett Newton-féle színgyűrűkben (**198**).

210. Sokkal érdekesebb a tünemény, midőn egyetlen egy rés helyett a messzelátó tárgylencséje elé a párhuzamos rések egész sorát, vagyis Fraunhofer-féle rácsot helyezünk, melyet vagy úgy készíthetünk, hogy igen vékony fémdrótokat egymás mellett kifeszítünk, vagy pedig kormozott lemezre igen sűrűn párhuzamos vonalakat húzunk, vagy pedig ilyeneket gyémánttal karczolunk üvegbe. Ha a messzelátót távol fekvő résre vagy a Nap fehér fényét visszaverő fémhengernek ragyogó vonalára irányozzuk: a középen a fényvonal O fehér képét (576. ábra)



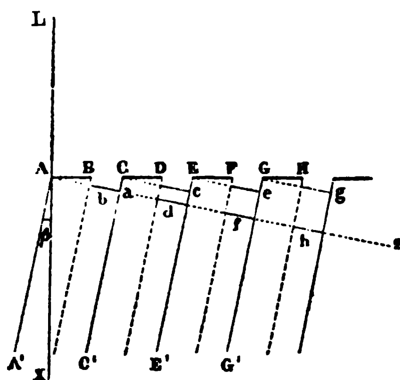
576. ábra. Fraunhofer-féle rácscsal keletkező színkép.

mindkét oldalon pedig a színképek sorát fogjuk látni, melyekben befelé van az ibolya, kifelé a vörös. A középső képhez legközelebb eső két $V_1 R_1$ képet *elsőrendű színkép*eknek nevezzük; ezeket a $V_2 R_2$ *másodrendű színkép*ektől az $R_1 V_2$ sötét köz választja el; e színképek sárga-narancs-vörös tájékát a következő két *harmadrendű színkép*eknek ibolyaszín-kék tájéka fedi, miként a $V_3 R_2$-ben megjelölve látjuk.

Ha a forrás monochromatikus fényt sugároz, e színképek mindegyike egy-egy illető színű fényes vonalra redukálódik, miként az ábrabeli G_1, G_2, . . . pontok a sárga fényre nézve előtüntetik.

Az 577. ábrában AB, CD, EF, . . . egy rácsnak átlátszatlan közeit, BC, DE, FG, . . . pedig világos közeit tünteti elő; e közöket egymással egyenlőknek veszszük s egy világos és sötét

köz együttes szélességét m-mel jelöljük, úgy, hogy például $AB+BC=m$. Tegyük fel, hogy a rácsra AL-lel párhuzamos nyaláb esik, úgy, hogy a rács síkja összeesik valamely hullámfelülettel. Mindegyik átlátszatlan darab baloldali szélétől húzzuk meg az AA', CC', EE', ... párhuzamosakat, melyek LX-hez β szög alatt hajolnak, melyet akként választunk, hogy eme pár-



577. ábra. A diffrakczió magyarázata.

huzamosakra Aa, Cc, Ee, ... ugyanannyi merőlegest emelvén, a Ca, Ec, Ge, ... metszetek egyenlők legyenek egy λ hullámhoszszal, úgy, hogy például

$$Ca = AC \sin a\, AC,$$

vagy

$$\lambda = m \sin \beta. \quad (1)$$

Ezt előrebocsátva, a különböző átlátszó közök, melyeket Huygens elve szerint világítóknak tekinthetünk, az AA' irányban ugyanannyi síkhullám-részt indítanak útnak, mely részek egymás között egész számú hullámhosszakkal különböznek, és ennélfogva ugyanazt a hatást idézik elő, mintha mindannyi az AaZ síkra volna áttéve. Ha már most az átlátszatlan közök nem volnának ott, eme hullámrészek mindegyikének fele kiküszöbölné a másik félnek hatását, miként a megelőző pontban láttuk. De az átlátszatlan köz miatt ilyetén kompenzáczió nem

esik meg, minélfogva a b, d, f, h .... hullámrészek zérustól különböző sebességet létesítenek, és az AA' irányban világosság fog keletkezni.

Hasonlóképen világosság keletkezik, habár kevésbbé intenziv, a többi irányokban, melyekre nézve

$$\sin \beta = k \frac{\lambda}{m}. \qquad (2)$$

Ekkor $k = 0$-nak meg fog felelni a középső kép, $k = 1$-nek a két oldalt levő kép, melyeket elsőrendű színképeknek neveztünk, $k = 2$-nek meg fognak felelni a másodrendű színképek, stb.

De megeshetik, hogy eme színképek egynémelyike hiányzik. Igy például hiányozhatnak a másodrendűek, ha a sötét közök épen olyan szélesek, mint a világosak. Ugyanis $k = 2$-re nézve, — mivel Ca-nak $= 2\lambda$ kell lennie, és mivel feltevésünk szerint $AB = BC$, — mindegyik hullám-résznek, mint például b-nek, szélei egyazon fázisban volnának és b-t, miként a megelőző (**209**) pontban, szét lehetne bontani két ellenkező félre, melyek egymást kompenzálnák.

Hátra van még, hogy megmutassuk, hogy miért is vannak a különböző világos csíkok, melyekre a diffrakcziós színképek monochromatikus fény esetében redukálódnak, egymástól teljesen sötét mezőkkel elválasztva. E végből vegyünk figyelembe oly irányt, mely a (2) képlettel meghatározottaktól különbözik, és tegyük fel, hogy a Ca, Ec, Ge, ... útkülönbségek egyenlők $k\lambda$-val, hozzáadva ehhez még λ-nak bárminő, ha még olyan kicsiny hányadrészét. Hogy figyelmünket határozott esetre forditsuk, legyen ez a hányadrész $\frac{\lambda}{100}$, és ekkor a mozgások, melyek a $b, d, f, \ldots$ hullám-részektől indulnak ki, a következő értékekkel fognak az első mozgástól az egymásra következőkig különbözni:

$$\frac{\lambda}{100}, \quad \frac{2\lambda}{100}, \quad \ldots \quad \frac{50\lambda}{100};$$

így az ötvenegyedik ellenkező fázisban fog lenni az elsővel, és az első ötvenet le fogja rontani a következő ötven. A századik réstől kezdve megint találni másik ötvenet, melyek hasonlóképen kettesével meg fogják egymást semmisíteni. A rács végén tehát csak ötvennél kevesebb rés marad hatásos, a mely nem létesít észrevehető hatást.

Látjuk tehát, hogy megvilágítás csak a (2) képlettől meghatározott irányokban van. Ez a képlet, ha a rácson czentiméterenként N rés van, azaz, ha $mN = 1$ cm, a következő alakot ölti:

$$\sin\beta = kN\lambda. \qquad (3)$$



578. ábra. A hullámhossz meghatározása.

211. A Fraunhofer-féle rácsok a legkényelmesebb módot szolgáltatják **a hullámhossz szabatos meghatározására.** Valamely spektrométer (**168.** p. 543. ábra) asztalkájára hasáb helyett az M rácsot (578. ábra) karczolásaival függélyesen helyezzük el, és a készüléket úgy igazítjuk, hogy a rács merőleges legyen az L kollimátor-cső tengelyére, mely csőnek a rése függélyesen áll a tárgylencse gyujtósikjában. Ha a rés szűk és nappali fénynyel van megvilágítva, a végtelenre beállított F messzelátóval megfigyelt diffrakcziós színképek a Fraunhofer-féle vonalakat fogják mutatni, és hogy a mindegyiküknek megfelelő hullámhosszt meghatározzuk, elég, ha a beosztott körön

leolvassuk azt a γ szöget, a melylyel el kell fordítani a messzelátót, hogy az illető vonalat az elsőrendű két színképben **(210)** *megirányozzuk* **(148)**; ekkor a (3) alatti képlet, melyben $\beta = \frac{\gamma}{2}$ és $k=1$ teendő, a keresett hullámhosszt czentiméterekben a következőleg adja:

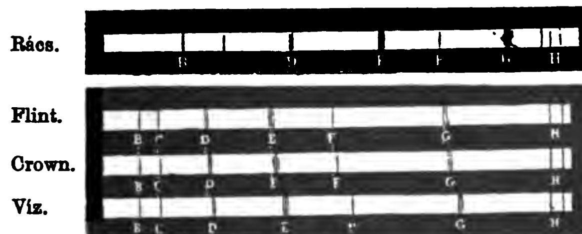
$$\lambda = \frac{\sin \frac{1}{2} \gamma}{N}. \qquad (4)$$

Próbáúl hasonlóképen megmérjük a γ_1 szöget a másodrendű két színképre vonatkozólag, és szintén kell állania:

$$\lambda = \frac{\sin \frac{1}{2} \gamma_1}{2N}.$$

Ily módon mérettek meg a **187.** pontban közölt hullámhosszak.

212. A hasábok színképeitől **(173)** eltérőleg a diffrakcziós színképek, bárminemű legyen is az őket létesítő rács, mindanynyian hasonlók egymáshoz. Az 579. ábra világosan mutatja,



579. ábra. Színképek összehasonlítása.

hogy minő és mekkora a különbség a diffrakcziós színkép és az épen olyan hosszú hasáb-színképek között, melyeket a flint, a crown és a víz színszórása révén kapunk; az utóbbiak az elsőhöz képest az ibolya felé kinyúlnak, a vörös felé pedig összeszorulnak.

A rácsokkal előállított színképben az eltérítés szögének sinusa, tehát maga a csekély eltérítés is, arányos a hullámhosszal, úgy, hogy két FRAUNHOFER-vonal közötti távolság akként változik, mint a megfelelő hullámhosszak különbsége; ez oknál fogva a diffrakcziós színképet **normális színképnek** nevezzük. Ellenben a hasáb-színképekben a hullámhossznak az eltérítéssel való kapcsolata a különböző közegekre nézve különböző.

CAUCHY elméleti megfontolásokból kiindulva, a következő képletet állította fel a törésmutató (n) és a hullámhossz (λ) közötti kapcsolat kifejezésére:

$$n = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} + \dots,$$

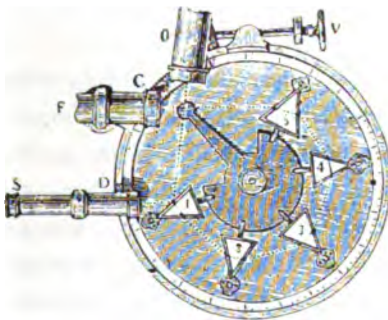
hol $a, b, c, \dots$ a közeggel együttesen változó együtthatók.

E képlet beigazolására n és λ egymásnak megfelelő értékeit helyettesítették beléje, s ily módon azt találták, hogy a harmadik tag után következő tagok igen kicsinyek. Ajánlottak más képleteket is, melyek szintén híven adják vissza a megfigyelt tényeket, de a melyeknek összhangja megszünik, ha belőlük azokat a törésmutatókat le akarjuk származtatni, melyek λ azon értékeinek felelnek meg, melyek a megfigyelhető értékeknél nagyobbak vagy kisebbek. Be kell tehát ismerni, hogy e képletek egyike sem szigorú kifejezője a valóságnak, s meg kell engedni, hogy a színszórás elmélete még le nem küzdött nehézségekkel áll szemben. A szabad éterben, azaz a súlyos anyagot nem tartalmazó térben, minden hullámhosszaságú fénynek mindig egyazon sebessége van, de különböző a sebessége az átlátszó közegekben, minek még nem tudjuk szabatosan kifejezni az okát, melyet természetesen azon hatásnak szoktak tulajdonítani, melyet az atómok az éterre kifejtenek, és a mely különböző eredményeket hoz létre a hullámok változó hosszához képest.

XXXIII. FEJEZET.

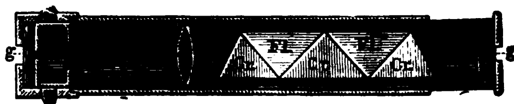
SPEKTROSZKÓPIA.

213. Már tanulmányoztuk a hasáb anyagának a színképre való hatását; most meg kell még ismerkednünk azon különbségekkel, melyek a különböző forrásokból származó sugaraknak egyazon hasábtól létesített színképében mutatkoznak. E végből a már a **168.** pontban leirt és a törésmutatók megmérésére alkalmazott spektrométert használhatjuk; hogy azonban terjedelmesebb színképeket kapjunk, a sugárnyalábot egymásután több flintüveg hasábon vezethetjük át, miként az 580. ábra mutatja; ebben egyúttal olyan berendezést látunk, mely lehetővé teszi a hasáboknak akként való beállítását, hogy a minimális eltérítést **(601)** adják. Végre használhatjuk az úgynevezett *egyenes látású spektroszkópot* (581. ábra), mely Amici-féle hasábrendszerrel van ellátva. De mindegyik esetben



580. ábra. Spektrométerhez való hasábok.

a készüléknek olyan berendezésünek kell lennie, hogy eleget tegyen a már ismertetett tiszta színkép (**165**) létesítésére megkívántató feltételeknek.



581. ábra. Egyenes látású spektroszkóp.

214. Bárminő készüléket válaszszunk és bármekkora gondot fordítsunk is a lencséknek gyujtópontra való beállítására, a rés megszűkítésére, stb., ha fényforrásul *izzó szilárd testet* vagy *folyadékot* használunk, sohasem fog sikerülni, hogy a Nap színképében levő FRAUNHOFER-vonalakhoz hasonló sötét vonalaktól áthasogatott színképet kapjunk. Mindig **folytonos színképet** fogunk megfigyelni, mely azonban a forrás mérséklete szerint különböző lehet.

Izzó platinadrót, oxigénben égő hidrogén vagy világító gáz áramától izzított oltatlan mészdarab *(Drummond-fény)*, elégéssel vagy elektromos árammal izzásig hevítette izzó szén *(elektromos fény)* és kellő hőfokra hevített minden más szilárd test vagy folyadék a leírt módon viselkedik. Igy a közönséges lángok is, mint az olajok vagy zsiradékok lángjai, a petroleum és a világító gáz lángja, melyekben nagyon parányi szénrészecskék lebegnek, folytonos színképet adnak, mely az égés nagyobb vagy kisebb mérsékletéhez képest az ibolyaszín felé többé vagy kevésbé ki van terjedve.

DRAPER nyomán általánosan el van fogadva, hogy az összes szilárd testek, 525°-ra hevíttetvén, piros sugarakat kezdenek kibocsátani s ha ezután fokozatosan tovább hevíttetnek, színképök tovább és tovább terjed az ibolya felé s már meglevő részének fényessége is fokozódik. H. F. WEBER azonban megjegyzé, hogy a dolog kissé máskép történik. Szerinte az izzás valamilyen meghatározhatatlan, fakó szürkének nevezhető szinnel kezd

észrevehetővé válni, mely azután lassan-lassan világosabb színt ölt, s bizonyos sárgásszürke szinen átmenve, végül sötét vörössé válik. Az első szürke fénynek hullámhossza közel van a *D* vonaléhoz; a hőmérsékletet tovább emelvén, a színkép egyidejűleg mindkét irány felé, t. i. a vörös és az ibolya felé terjed el a középső részből.

Rendkívül érdekes két kissé vaskos csiptető közé kifeszitett platinadrót spektrumát szemlélni, ha elektromos árammal hevíttetik, a mennyiben hőmérséklete a csiptetőtől a középső pontja felé növekedik. Színképe háromszögletes; az alap, mely a legmelegebb pontoknak felel meg, a vöröstől az ibolyáig terjed; innét távolodván, a színkép mindkét oldalán rövidül, míg végül a zöldes-sárga tájon, csúcsban végződik, hol is a szürkének gyenge érzete marad csak fenn. Kétségtelen, hogy ez a szemnek a különböző szinű sugárzás iránti érzékenységétől függ, valamint attól a körülménytől, hogy a látás a színeket csak akkor veszi észre, a mikor a fénynek bizonyos intenzitása van (**161**). A különböző fémeket nem kell ugyanarra a hőfokra hevíteni, hogy azt a bizonyos fakó színt kibocsássák; így például EMDEN szerint a vas 405°, a platina 408°, a réz és az ezüst 405°, az arany pedig 423° hőmérsékleten kezd szürkésen világítani. Bizonyára azért, mert a különböző testeknek különböző hőmérsékletekre van szükségök, hogy az észrevevésre megkivántató energiának minimumát kilövelják.

215. Az 1884-iki párisi nemzetközi konferenczia határozatára (**19**), mely szerint *minden egyszerű fénynek egysége az ugyanazon nemű fénynek ama mennyisége, melyet a megolvasztott platinának 1 cm² felülete a megmerevülés mérsékletén merőleges irányban kilövel.* VIOLLE megmérte a következő intenzitásokat azon λ hullámhosszaságú sugarakra nézve, melyeket elektromos áramtól izzított platinadrót lövelt ki.

Mérséklet		$\lambda=65,6$ C	$\lambda=58,92$ D	$\lambda=53,5$ ($E=52,7$)	$\lambda=48,2$ ($F=48,6$)
775°	. . . .	0,000 4	0,000 07	0,000 03	—
954	az ezüst olvadás-pontja	0,002 0	0,001 2	0,000 7	—
1045	« arany « «	0,006 4	0,004 5	0,002 7	0,001 3
1500	a palladium « «	0,303	0,271	0,225	0,156
1775	« platina « «	1,000	1,000	1,000	1,000

Észrevehető, hogy mily rohamosan növekszik a fényesség a mérséklet emelkedésével. Például 1045°-on elegendő a mérsékletet 55°-kal emelni, hogy a fényesség 60-szorta nagyobbá váljék. De úgy látszik, hogy a növekedés nem korlátlan; legalább F. Lucas azt találta, hogy a szénben csak 4713°-ig emelkedik, azután pedig csökken.

216. A *légneműek* ellenben megszakgatott színképeket adnak; színképeik ugyanis sötétebb alapon levő fényes vonalakból állanak, de a színek sorrendje mindig az marad, a melyet Newton állapított meg (**157**), ha csak a prizma nem okoz anomális színszórást (**174**).

E színképek egynémelyikében a fényes vonalak igen vékonyak és aránylag nagy közökkel vannak egymástól elválasztva. Ilyenek például a mellékelt I. táblán a *2, 3, 7, 8* és *12* alatt levők; ezeket **vonalas színképek**nek nevezzük. Másokban megint elmosódó csíkok vannak, mint a nitrogénnek *14* alatt levő színképe; ezeket **sávos színképek**nek mondjuk.

217. A légneműek izzítására különböző eljárásokat használhatunk, midőn színképeiket tanulmányozni akarjuk. Vagy elpárologtatjuk a különböző anyagokat a Bunsen-lángzó igen halovány lángjában, melyben a világító gáz a levegővel keverve ég, vagy pedig, ha magasabb mérsékletet kivánunk, oxigénnel táplált hidrogénlángot használunk.

Felhasználjuk az elektromosságot is, mely, miként látni fogjuk, igen magas mérsékleteket létesíthet. Midőn két fémdarab között elektromos szikra ugrik át, részecskéket szakít le s eze-

ket elpárologtatja és izzítja; ily módon tanulmányozzuk a fémgőzök színképeit. De a szikra izzítja a gázakat is, melyeken keresztül hatol; ily módon állítjuk elő azon anyagok színképeit, melyek közönségesen légnemű állapotban vannak. A gázt kevés milliméternyi higany nyomása alatt *Plücker-féle cső*be zárjuk, melynek alakját az 582. ábra mutatja; végeibe platinadrótok vannak forrasztva, melyek között a szikrát, a később leirandó módon, átugratjuk. A csőnek *MN* kapilláris része ilyenkor a gáz természetéhez képest különböző színekkel ragyog és a spektroszkóp nyílásának megvilágítására szolgálhat.

Az elektromos fényív az elektromosságnak két széncsúcs között való átmeneteléből származik, mely csúcsok, miként említettük (**214**), folytonos színképet adnak. De ha a két csúcs közé valamely fémnek vagy más illékony testnek egy darabkáját helyezzük, a színkép a légneműeket megillető vonalas színkép (**215**) jellegét ölti.

218. Emlékszünk rá, hogy valamely spektroszkóp lényeges részei a *P* hasáb (583. ábra), az *F* rés, mely az *L* lencse gyujtópontjába van helyezve, és a *CO* megfigyelő messzelátó, mely a hasábból kilépő sugarakat összegyüjti.



582. ábra. Plücker-féle cső.

Hogy a légneműek színképét alkotó fényes vonalak viszonylagos helyzetét meghatározhassuk, egyenként meghatározhatnók törésmutatóikat vagy a minimális eltérítést, miként a **169.** pontban tanultuk. De hamarosabban járhatunk el a következő fogások egyikével:

1. A készülékhez egy harmadik *ST* csövet kapcsolunk, melyben *S*-nél üveglemezre fotografált kicsiny vízszintes skála, *T*-nél pedig gyüjtő lencse van; a skálát valamilyen lánggal megvilágítjuk és képét a hasábnak a *CO* messzelátó felé fordított lap-

jával akként vettetjük vissza, hogy a színképpel párhuzamosan jelenjék meg; ily módon kényelmesen leolvashatjuk, hogy milyen számú osztáspont esik össze a fényes vonalakkal. Nyilvánvaló azonban, hogy e számoknak mindig csakis arra az egy műszerre vonatkozólag van értékök, a melyre nézve az illető berendezés történt.

2. A rés felét oly forrással világítjuk meg, melynek színképét jól ismerjük, a minő volna a Nap színképe; másik felét

583. ábra. A spektroszkóp felszerelése

584. ábra. A hasáb elhelyezése.

pedig a megvizsgálandó forrással olyan módon világítjuk meg, hogy két egymás fölött levő színképet kapjunk, s így egy pillantással meghatározhatjuk a mindegyik pontban mutatkozó különbségeket. E végből az *F* rés (584. ábra) felső felének neki támasztjuk a kicsiny *ACB* egyenlő oldalú hasábot, mely a rés felső felét megóvja az egyik *S* forrás sugaraitól, de teljes visszaverődés **(61)** révén rávezeti az *L* másik forráséit.

219. Ezzel a berendezéssel megállapítható, hogy a nátriumgőz színképe (I. táblán *2*) mindössze egy sárga csíkból áll, mely azonban erős nagyítás mellett kettė hasad és egész pontosan a D Fraunhofer-vonal helyét foglalja el. A lithium (I. táblán *3*) igen élénk vörös vonalat ad, melynek hullámhossza $\lambda_L = 67 \times 10^{-6}$ cm, és egy gyengébbet a narancsszín mellett. A kálium (I. táblán *4*)

vörös vonalat ad, mely majdnem összeesik az **A** FRAUNHOFER-vonallal, és egy gyengét az ibolyában, ezenkívül egy némi kiterjedésű övet mutat, melynek maximális intenzitása az ibolyában van. A strontium színképét (az I. táblán *9*) az ibolyaszínű sugarak hiánya jellemzi; van hat vonala a vörösben, egy a narancsban s egy a kéken.

Ebből a néhány példából már kitünik, hogy, ha a különböző színképek táblájával rendelkezünk, felismerhetjük, vajjon egy adott fényforrásban jelen vannak-e vagy nem a megfelelő anyagok gőzei. Nagyobb biztosság okáért czélszerű a teljes visszaverődésű hasábot (**217**) felhasználni és a megvizsgálandó színképet azon anyag színképével hasonlítani össze, a melynek jelenlétét a fényforrásban gyanítjuk, hogy beigazoljuk, vajjon a fényes vonalak teljesen megfelelnek-e. Ebben áll a **színképelemzés**, a melynek segítségével azelőtt ismeretlen anyagokat ismertek fel; ilyenek a cæsium, a rubidium, a thallium (I. táblán *5, 6, 7*) — ez utóbbi nevét színképe zöld vonalának ($\lambda_{Th} = 53{,}5 \times 10^{-6}$ cm) köszönheti, — az indium (I. tablán *8*), a gallium.

Hogy azonban a színképelemzés minden kétséget kizáró eredményeket adjon, a következő két kérdésre kell megfelelnünk:

1. Egyazon test mindig ugyanazt a színképet adja-e, akár szabad állapotban van, akár pedig más testekkel vegyülve?

2. Minden testnek csak egy színképe van-e, vagy pedig megvizsgálásának körülményeihez képest több is?

220. Az első kérdésre azt feleljük, hogy a legtöbb fémvegyület a lángban vagy pedig elektromos kisütésnek alávetve disszocziálódik (I, **492**), és a szabad fém vonalas színképe láthatóvá válik. De ha meggátoljuk a felbomlást, sávos színképeket (**215**) kapunk, és *úgy látszik,* hogy minden chemiai vegyületnek külön színképe van, bár ez a dolog még nincs a megkívántató biztossággal eldöntve.

Valamely ötvény színképe általában azon fémek vonalait

tünteti elő, a melyekből össze van téve; de ha az egyik fém mennyisége túlnyomó, színképének vonalai is túlnyomóak, és a többinek vonalai annál gyengébbekké válnak, mentül kisebb mennyiségben van az illető fém jelen, míg végre egészen eltünnek. Ily módon sikerült LOCKYER-nek az arany- és ezüst-**ötvények mennyileges elemzése** ugyanazzal a szabatossággal, melyet a pénzverőkben chemiai módszerekkel érnek el.

221. A második kérdésre meg azt feleljük, hogy a színkép a nyomással, a sűrűséggel, a légnemű réteg vastagságával és a mérséklettel változik. De azért az nem esik meg, hogy a vonalak eltolódnának, hanem igenis az, hogy némelyek meggyengülnek, mások fényesebbekké válnak, és pedig elannyira, hogy szélső esetben némelyek egészen eltünnek, mások meg előkerülnek.

Igy például a caesium, melynek a BUNSEN-lángzóval (**216**) két jellemző kék és két narancs vonala van (az I. táblán *5*), magasabb mérsékletben zöld és sárga vonalakat is mutat, úgy, hogy a táblában látható képet szolgáltatja.

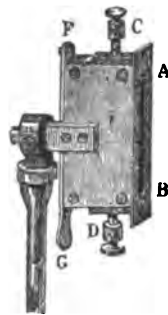
A különbség olyan is lehet, hogy valamely színképről átmegyünk a másikra, melynek az elsővel közös vonalai vannak, innét egy harmadikra, melynek közös vonalai vannak a másodikkal, de a mely már egyet sem tartalmaz az elsőnek vonalaiból. Az ilyetén változékonyságnak oka még nincsen felderítve. Némelyek az eddigelé egyszerűeknek felvett testek további szétbomlásának tulajdonítják; mások meg a különböző rezgéseknek, melyek felvételére az atómok a szerint képesek, a mint elszigetelve vagy molekulákba csoportosulva vannak; mások szerint ismét az egyedüli ok a molekulai ütközések kisebb-nagyobb számában rejlik, melyet a sűrűség és a mérséklet határoz meg. Ezek tagadják az egyes molekulák felbomlását.

222. De kétségbe nem vonható tény, hogy például a hidrogén, mely 1 mm és 3 mm nyomás között jellemző három vonalú színképet (az I. táblán *12*) ad, melyek közül az egyik a C-vel (vörös),

a másik F-fel (kék) esik össze, a harmadik pedig G-vel szomszédos: nagyobb sűrűség mellett a nitrogénéhez (az I. táblán *14*) hasonló sávos színképet ad, s ennek vonalai azután mindinkább kiszélesbülnek, míg végre 132 cm-nyi higanyoszlop nyomásánál lassacskán folytonos színképbe megy át (WÜLLNER).

A mérséklet is elég nagy hatással van a színképek alakjára. Igy az oxigéné, melyet a leydeni palaczk erős kisütései létesítenek, bizonyos számú vonalból áll, melyek túlnyomó része a szélső ibolyaszínben van (I. táblán *13*). Valamivel alacsonyabb mérsékleten, melyet a szikrák csökkentésével nyerünk, a színkép négy vonalból áll: egy a vörösben, kettő a zöldben, egy a kékben, és a nyomás növekedésével e vonalak kiszélesbülnek. Ha a mérséklet még lejebb száll, úgy, hogy az oxigén már alig világít, miként a PLÜCKER-féle cső (**216**) vastagabb részeiben, a színkép folytonossá válik. Hasonlóképen a leydeni palaczknak a nitrogénen át kisülő erős szikrái igen sok vonalból álló színképet adnak, a gyenge szikrák pedig sávosat.

223. Miután a színképeket szemmel már megfigyeltük volna, tanulmányozzuk most őket a hőelektromos oszloppal (**2,** **409.** ábra), melynek e czélra az 585. ábrában előtüntetett különös alakot adjuk, hogy az esetben, ha egyik oldalát, például *AB*-t a színkép különböző tájékaiba helyezzük, oly keskeny nyaláb essék reá, mely csaknem homogén sugarakból áll.



585. ábra. Vonalas oszlop.

De mielőtt a hőhatás szétoszlódásának méréséhez fognánk, meg kell bizonyosodnunk, hogy a használt hasáb és lencse diathermán (**4**), azaz hogy átereszt-e mindenféle törékenységű sugarat, ide értve azokat is, melyek szemünkre nézve hatástalanok. A mint látni fogjuk, e kivánalomnak minden anyag közül a kősó felel meg legjobban. És ha a Nap tiszta

színképét kősó-hasábbal és lencsével állítjuk elő, és a sugarakat egymásután az oszlop igen keskeny résével fogjuk fel, észre fogjuk venni, hogy a hőhatás gyengül ugyan, valahányszor a sötét vonalak egy-egy csoportján megyünk át, de egészben az ibolyaszíntől a vörös felé növekszik, és *még a vörösen túl is tovább növekszik,* hogy azután ismét gyengüljön. Ily módon ki van mutatva a tisztán hőhatású **sötét sugarak** léte, melyeknek kiterjedése nagyobb a látható színképénél.

Ezekkel a láthatatlan sugarakkal is létrehozhatjuk az interferenczia és a diffrakczió tüneményeit, s ily módon meg lehetett mérni az ő hullámhosszukat is.

Láttuk (**187**), hogy az **A** Fraunhofer-vonalnak, mely a színkép szélső vörös tájékán van, 76×10^{-6} cm hosszú hullám felel meg; Langley-nek visszaverő rács (**210**) segítségével sikerült megmutatnia, hogy a légkörünket átjáró sötét napsugarak határa több mint háromszorta hosszabb hullám, nevezetesen pedig 270×10^{-6} cm hosszú hullám. Felemlítjük még, hogy egy kormozott felület legintenzivebb sugárzásának 100°-on ugyancsak Langley szerint 750×10^{-6} cm hosszú hulláma van, s ugyanő mintb izonyosat állítja, hogy sikerült még 3000×10^{-6} cm hosszú hullámokat is megmérnie. Érdekes, hogy itt felemlítsük, hogy az emberi fültől észrevehető legrövidebb hanghullám Savart szerint mintegy 1,4 cm hosszú.

224. Mindnyájan ismerjük a napsugarak chemiai hatását, melyen a fotografia mestersége alapszik. Nos, ha a színképet fotografiai lemezen (**257**) fogjuk fel, azt tapasztaljuk, hogy a hatás az **E** Fraunhofer-vonaltól kezdve a szélső ibolyán túl mintegy olyan darabra terjed, mint a milyen hosszú az egész látható rész, és hogy a hatást ugyanazok a sötét vonalak hasogatják át a látható részben, és más hasonló vonalak a nem látható részben, melyek **L, M, N,** . . . betükkel jelöltettek. Ezeknek Mascart szerint a következő hullámhosszak (a czentiméter milliomodrészeiben) felelnek meg:

H	L	M	N	O	P	Q	R
39,67	38,19	37,29	35,80	34,40	33,60	32,86	31,77

Az **aktinikus sugarak**, mint a hogy a chemiai hatású, de a szemre nem ható sugarakat nevezzük, a H vonalon túl kisebb-nagyobb mértékben terjednek ahhoz képest, hogy minő vegyületre hatnak, hogy minő anyagból van a hasáb és hogy minő forrásból erednek. Igy a kvarcz nagyon átlátszó az e fajta sugarakra nézve, és az elektromos fény, a szikrák fénye, és a magnézium fénye is, hosszabb fotografiát ad, mint a Nap.

A Nap színképében (I. táblán *1*) a legkedvezőbb légköri körülmények között levő legrövidebb hullámot CORNU fotografálta; hossza $29,5 \times 0^{-6}$ cm és az U-vonalnak felel meg; a legrövidebb, melyről eddigelé tudomást szereztünk, aluminium-csúcsok között átugró szikrától származik; hossza $18,5 \times 10^{-6}$ cm.

225. Már ez a rövid vázlat is meggyőzhet bennünket arról, hogy szemünk a sugárzó energiának nagyon korlátolt birálója s hogy ennélfogva a világító képességek nagyon is különbözők lehetnek, bár ha a fényforrások az energiának ugyanazt a mennyiségét bocsátják ki. Fizikai szempontból a legtakarékosabb fényforrás az, melynek az összes energia kisebb mennyiségét kell kisugároznia, hogy a szemre adott hatást idézzen elő. Az eddig legtakarékosabbnak talált fényforrás a Kuba szigeten található *Pyrophorus noctilucus* (LINNÉ) nevű bogár. LANGLEY és VERY szerint a bogár látható színképe rövidebb mint a Napé, de a zöldben viszonylag erősebb és látható sugarakon kívül másféléket nem bocsát ki, úgy, hogy egyenlő világító képesség mellett csak $\frac{1}{400}$-részét bocsátja ki annak az összes energiának, mely a gyertya lángjából szétárad. Az összes mesterséges fényforrások közül a legtakarékosabb, t. i. az elektromos ívfény — ugyanakkora világosság mellett — szintén sok százszor annyi energiát sugároz ki.

Mindazonáltal ha vakok vagyunk is a sötét hősugarak és az ibolyántúli sugarak iránt, azon leszünk, hogy a fénysugaraktól származó tünemények fölött egy kissé elmélkedjünk, s ennek eredményét analógia révén kiterjeszszük a többi sugárra is, és a rendelkezésünkre álló eszközökkel kipuhatoljuk, vajjon a tények beigazolják-e ezt az általánosítást.

226. Megállapítottuk már (6), hogy a nem önmaguktól fényes testeket azért látjuk, mert a sugarakat minden irányban szétszórják. Fehéreknek vagy szürkéknek akkor látjuk, ha minden sugarat egyenlő mértékben szórnak szét, feketéknek, ha mindannyit elnyelik; de ha néhány bizonyos törékenységűt elnyelnek, a többit pedig szétszórják, színeseknek kell hogy lássuk őket. Valóban, ha a színképet fehér lapra vetítjük, ezen a színek igazi árnyalatát a maguk valódi erősségében látjuk, mintha csak messzelátóval közvetetlenül figyelnők meg őket; ha ellenben vörös lapra vetítjük, csak a kevésbbé törékeny rész a narancsig tartja meg a maga fényét; a sárga már kevésbbé élénk, a zöld még halványabb, a többi pedig mind sötét marad, miként a II. tábla 14-ik képének alsó része jelzi.

Ezt előre bocsátva, könnyű megmagyarázni, hogy a festőknek miért sikerül például kék és sárga festék keverékéből zöldet előállítaniok, holott a színkép sárga sugarainak a világos kékekkel való egyesítése a fehérnek érzetét kelti (160). A festékek vagy a porok sohasem szórnak szét monochromatikus fényt (158), a sárga festék főleg az ibolya és a világos kék sugarakat nyeli el, a világos kék pedig főleg a vörösöket és a sárgákat, úgy, hogy a szétszórt fényben túlnyomó marad a zöld.

A fehér testek, ellentétben a feketékkel, a színkép minden látható sugarát visszaverik, és ennélfogva nem ragadják magukhoz e sugarak energiáját; e körülmény igazolja a világos ruházatnak nyáron való használatát. Ezt tekintve tanulságos az a kisérlet, melyben két azonos hőmérőt kiteszünk a napra, melyek közül az egyiknek golyója be van kormozva, a másiké pedig

ólomfehérrel be van vonva. Az első magasabbra szökik fel mint a második, míg mindakettő egyazon mérsékletet éri el, ha valamely kályha sötét sugarait fogják fel.

227. Nem tekintve néhány kivételes esetet, melyekről annak idején szólani fogunk, valamely test nem lövelhet ki egy meghatározott sugarat, ha azt fel nem veszi; s ez az oka, hogy a színárnyalatok a fényforrással változnak. Igy a sós alkoholnak csaknem monochromatikus lángjánál (218) minden vagy sárgának vagy feketének látszik; a gyertyafénynél, mely szegény az erősebb törékenységű sugarakban, sárgás papirost a fehértől nem különböztethetünk meg, és a világos kék szövetek zöldeseknek látszanak.

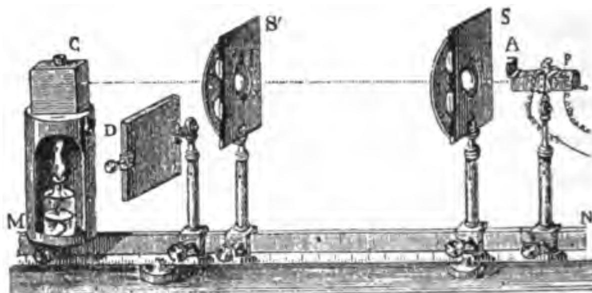
228. Hasonlóképen keletkeznek azok a színárnyalatok, melyeket a nappali fény felvesz, midőn bizonyos testeken átmegy. Igy például a vörös üveg átlátszó a színkép kevésbbé törékeny részére nézve, de csaknem átlátszatlan a zöld, kék és ibolya sugarakra nézve; ellenben a kóbaltüveg, mely átmenő fényben kék, egy sáv híján csaknem minden vörös és sárga sugarat elnyel, és elnyeli még a zöld egy részét; a II. táblán a *12.* kép előtünteti azt, a mi a Nap színképéből megmarad, miután ilyen üveget átjárt volna, vagyis mint mondani szoktuk, az üveg **elnyelésbeli színképét**. A chlorofil-oldat elnyelésbeli színképét a II. táblán *11* alatt látni.

Világos tehát, hogy valamely anyag bizonyos sugarakra nézve lehet átlátszó, más sugarakra nézve pedig átlátszatlan; így a kóbaltüveg átlátszatlan az izzó nátrium-gőz sugaraira nézve.

229. Hasonlóképen azok az anyagok, melyek minden fénysugarat áteresztenek és ennélfogva színtelenek: átlátszatlanok, vagy a mint mondani szoktuk, *athermán*ok (4) lehetnek némely sötét sugárra nézve; és ha volna olyan szem, mely ilyen sugarak iránt fogékony volna, színeseknek látná őket. Ez

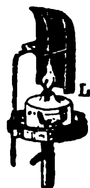
beigazolható, nem ugyan a szemmel, hanem a hőelektromos oszloppal.

Ilyes kisérletben ekként járunk el. Meghatározzuk a kitérést, melyet valamely sugárforrásból, például a meleg vízzel



586. ábra. Igazolás a hőelektromos oszloppal.

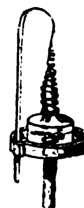
teli *C* koczkából (586. ábra), az *L* rézlemezből (587. ábra), a Locatelli-féle lámpából (588. ábra), vagy végre izzó platinaspirálisból (589. ábra) közvetetlenül az *AB* oszlopra (586. ábra) eső sugarak létesítenek; ezután megmérjük a kitérést a meg-



587. ábra. Rézlemez sugarai.



588. ábra. Locatelli-féle lámpa.



589. ábra. Platinaspirális.

vizsgálandó lemez közbetétele után. A második kitérés kisebb az elsőnél a felületeken visszavert és az elnyelt energia miatt.

A két kitérés közötti különbség általában véve a lemez vastagságával növekszik, de kősó (*NaCl*) és szilvin (*KCl*) esetében csaknem állandó marad, jeléül annak, hogy e két testre nézve csakis a visszaverődés idézi elő. A kősó és a szilvin tehát a

sötét hősugarakra nézve az eddigelé legátlátszóbbaknak ismert testek, bár teljesen ők sem átlátszók.

Egyazon lemez különböző mértékben csökkenti a különböző források sugarait. Igy a fluórpát a LOCATELLI-lámpától reá eső energiának 78 százalékát ereszti át, de 100°-ú kormozott fémlemeztől reá esőnek csak 33 százalékát. A fénysugarakra nézve nagyon átlátszó tükörüveg a LOCATELLI-lámpa energiájának $^2/_5$ részét, a platinaspirálisénak $^3/_4$ részét, 400°-ú fémlemezének 0,94 részét tartja vissza, a 100°-ú korom sugaraira nézve pedig teljesen athermán. A nagyon átlátszó és színtelen timsó is a lámpától és a spirálistól érkező sugaraknak csak 2, illetőleg 9 százalékát ereszti át, a másik két forrásnak pedig minden sugarát elnyeli.

230. Tétettek azonban közvetetlenebb kisérletek is, a mennyiben a vonalas oszloppal (**223**, 585. ábra) megmérték, hogy mily mértékben gyengítik a különböző anyagok a kősóhasáb és a kősó-lencse segítségével létrehozott színkép különböző sugarait.

Ily módon beigazoltatott, hogy vannak testek, melyek a mellett, hogy a szemre nézve átlátszók és színtelenek, egyúttal áteresztik az egész hőbeli energiát is, melyet világító sugaraktól kapnak; az ilyen sugarakra vonatkozólag az üveg és timsó, a víz, a fluórpát és a kősó egyenlőképen viseli magát.

Különbség csak a vöröseknél kevésbbé törékeny sötét sugarakra nézve mutatkozik, a melyek színképe igen terjedelmes (**223**), a melyek tehát különböző mértékben törékenyek, és más meg más mértékben hatolnak át a különböző testeken; ezek mindazokat a különbségeket mutatják, a melyeket a világító sugarak a színeikkel tárnak elénk, és ez oknál fogva MELLONI a hősugaraknak ilyetén *színezetét* **thermochrózisnak** (**4**) nevezte el. Az üveg a vörösekkel szomszédosakat kezdi elnyelni, és folyton növekedő mértékben nyeli el a többit, melyek a vörösektől még jobban eltérnek, míg végre egészen athermánná válik; a timsó

elnyelő képessége még nagyobb. A jég pedig teljesen athermán a sötét sugarakra nézve. Ellenben a fekete üveg átlátszatlan a világos hősugarakra nézve, és azért bizonyos mértékben mégis átereszt néhány sötét sugarat; a fekete üvegnél még diathermánabb a jódnak szénszulfid oldata, jóllehet minden látható sugárra nézve átlátszatlan. Ugyanezt mondhatjuk az ebonitról is.

Az üvegnek a világító sugarakkal szemben való átlátszósága, kapcsolatban athermán tulajdonságával, hasznunkra van az üvegházakban; ugyanis ezekbe a Nap energiájának tetemes részét bebocsátja, és megakadályozza a belső tárgyaktól kiinduló sugaraknak a szabadba való térését; e tárgyak olyan alacsony mérsékleten vannak, hogy csakis sötét sugarakat bocsátanak ki (214).

231. Ha volna olyan szem, mely mindenféle törékenységű sugár különböző hatása iránt fogékony volna, olyan tüneményeknek volna tanuja, melyeket mi alig gyaníthatunk. A különböző testek, melyeket mi 400—500 fokon alul egyaránt sötéteknek látunk, kisebb-nagyobb terjedelmű hőszínképük és ennek egyik-másik tekintetben való különböző erőssége révén különböző színűeknek tünnének elő. Másrészt a világító testek, melyeket egyaránt fehéreknek itélünk, különböző fényt lövelnének ki a szerint, a mint bizonyos aktinikus sugarakban vagy másnembeli sugarakban többé-kevésbbé gazdagok volnának. És a ránk nézve átlátszó és színtelen testek, mint a kősó, gyémánt, kvarcz, és a többi kristály és a különböző üvegfajok, a legváltozatosabb színezeteket vennék fel.

232. Megismerkedtünk már a kóbalt-üveg és a chlorofil **elnyelésbeli színképével** (228). A többi színes szilárd test és folyadék, midőn izzó testnek fehér fénye megy rajta keresztül, hasonló szélesebb és elmosódottabb nyalábokból megszakgatott színképeket ad.

Ellenben a légneműek elnyelésbeli színképeit élesebb, a Fraunhofer-félékhez hasonló vonalak metszik keresztül, de

ezek fekvése a légneműek természetéhez képest más. Nézzük meg például a II. táblában *4.* szám alatt a salétromsav-anhidrid színképét. A nátriumgőzé csak egy sötét kettős-vonalból áll, mely pontosan a *D* vonalnak, tehát annak a sárga vonalnak (az I. táblán *2*) a helyére esik, melyre az ő emissziós színképe redukálódik **(218)**.

Azt kell tehát következtetnünk, hogy a nátriumgőz ugyanazt a fajta sugarat bocsátja ki és nyeli el.

233. A **színkép megfordítása** kísérletileg megmutatható a Drummond-féle **(131)** vagy a magnézium-fénynyel, ha a fényforrás és a spektroszkóp rése közé sós borszesz lángját helyezzük. De egyszerűbb berendezést is használhatunk. A *b* palaczkban (590. ábra) konyhasóoldat van, melybe czink-darabkákat teszünk; ha még kénsavat öntünk bele, a felszálló hidrogénbuborékok chlórnátriumot ragadnak magukkal, és összekeveredve az *a* csövön bevezetett világító gázzal, két csövön ömlenek ki, melyek közül az első egy körlángzóhoz vezet, melyet reá tett vasgyűrűkkel szabályozhatunk, a második pedig egy hoszszú réssel van kapcsolatban; ha már most a *c* megszakítás révén a levegővel keveredett gázakat meggyujtjuk, *d*-nél kúpalakú lángocskát kapunk, mely a fényesebb széles lángon mint háttéren *sötéten* tünik elő.



590. ábra. Szinkép megfordítása.

A kisugárzott fénynek az elnyelttel való ez az igen szigorú megegyezése egy ige nagy jelentőségű, a thermodinamika második törvényéből (I, **534**) származtatható törvény megállapitásának kiinduló pontja volt.

234. Megállapítása végett tegyük fel, hogy valamely *I* kamarában, mely egyenletes mérsékleten van tartva, ugyanazon mérsékletű *C* test van elzárva, mely bizonyos fajta sugarakat elnyel a nélkül, hogy őket kisugározni tehetsége volna. Ily módon energiára tenne szert, ezt magában tartaná, és mérséklete folyton emelkednék, azaz minden további feltétel nélkül a hidegebb kamarából hő menne át erre a melegebb testre. Tudjuk, hogy ez nem lehetséges (I, **538**).

Itt az az ellenvetés tehető, hogy a *C* test nem melegednék meg, ha a helyett, hogy az elnyelt sugarakkal azonosakat sugározna ki, ezeket erősebb vagy gyengébb törékenységű sugarakká alakítaná át, és ebben az új formában adna túl a nyert energián.

Az ellenvetés nem állhat meg. Jelöljük ugyanis *R*-rel az *I* kamarából kiinduló sugárfajt, melyet *C* elnyel, mely test ismét *S* fajta sugarakat lövel ki. Ezek az új fajta sugarak, miután *I*-re érkeztek, vagy visszaadatnak *C*-nek, vagy feltartóztatva maradnak. Ha visszaadatnak, *C* mérséklete megint csak emelkedik; kell tehát, hogy *I* őket elnyelje s ne sugározza ki. Vagyis, míg *C* elnyeli az *R* fajta sugarakat és cseréében kisugároz *S* fajtákat: addig *I*-nek el kellene nyelni az *S* fajtákat és kisugározni *R* fajtákat. De nyilvánvaló, hogy ilyesmi be nem igazolható, ha *I* és *C* egyazon anyagból való s felületük ugyanazon körülmények között van.

Azt kell tehát következtetnünk, hogy ha valamely test adott törékenységű sugarakat lövel ki, kell, hogy ugyanezeket el is nyelje; és ha mérséklete állandó marad, megkivántatik, hogy az elnyelt energia pontosan kiegyenlítse a kisugárzottat.

Hasonló dolog fordul elő a ráhangzás tüneményében (I, **317**), mely szerint például valamely kifeszített húr csak akkor rezdül meg, midőn a levegőt olyan hullámrendszer járja át, minőt a rezgő húr maga is gerjeszthet.

A mondottakból következik, hogy magas mérsékleten a különböző testek annál kevésbbé világitanak, mentül átlátszóbbak. Így az izzás mérséklete ugyanaz minden fémre nézve, mert

az elnyelés mindegyikben csaknem egyenlő, míg ugyanezen mérsékleten az üveg alig világít. Ha volna test, mely bármily magas hőfokra hevítve teljesen átlátszó maradna, nem is válnék világítóvá sohasem.

235. Nagyobb világosság kedvéért tegyük fel, hogy valamely izzó kályhában teljesen különböző testek vannak: égetett mész, üveg és szén. Nem fogunk észrevehetni semmi különbséget a mindezekből a testekből és a kályha falaiból kisugárzó fény között. A szén csaknem minden reája eső sugarat elnyel, de ugyanígy ki is lövel mindennemű sugarat; a mész, mely fehér test létére majdnem minden fénysugarat visszaver, csak keveset sugároz ki; az üveg is keveset sugároz ki, de tovább is csaknem átlátszó marad, és így nem akadályozza meg, hogy a falaktól kilövelt sugarak nagy mennyisége érkezzék hozzánk. Általában az az anyag, mely valamely fajta sugarakból keveset nyel el, vagy átereszti, vagy visszeri őket, és a magáéból csak annyit ad, a mennyit elnyelt.

236. Ha tehát csak két egyazon mérsékletű test van jelen, és ha közöttük az energia meghatározott törékenységű sugarak alakjában cserélődik ki oly formán, hogy az első a másodiktól kisugárzott E energiának A' hányadrészét **(sugárzó képesség)** nyeli el, a második pedig az elsőtől kisugárzott E' energiának A hányadrészét nyeli el: úgy $A' \,.\, E = A \,.\, E'$ kell lennie, vagy pedig:

$$E : A = E' : A'.$$

És ha az elsővel egy harmadik testet helyezünk kapcsolatba, a melynek *sugárzó* képessége E'', *elnyelő* képessége pedig A'', szintén állni fog, hogy:

$$E : A = E'' : A'';$$

így tehát kimondhatjuk, hogy *egyazon törékenységű sugarakra nézve a sugárzó képességnek az elnyelő képességhez való viszonya állandó minden testre nézve, mely egyazon a mérsékleten van.*

237. A mérséklet emelkedésével minden testnek sugárzó képessége növekszik **(22)**, s ez magyarázza meg, hogy a **színkép megfordítása (233)** miért nem sikerül minden esetben.

Maradjunk csak a nátriumgőzöknél, mert a mit róluk mondani fogunk, könnyű minden más esetre vonatkoztatni. Ha a forrás, mely a folytonos színképet adja, olajlámpának a lángja, és ha e láng és a spektroszkóp rése közé sós alkohol lángját helyezzük: a **D** kettős vonal világosnak, nem pedig sötétnek fog előtünni; így áll a dolog akkor is, ha DRUMMOND-fényt és a BUNSEN-lángzónak nátriumszulfáttal sárgára festett lángját használjuk. Hogy a kettős vonal sötétnek tünjék elő, kell, hogy az elnyelő gőz kevésbbé meleg legyen a kisugárzó forrásnál.

Tegyük fel ugyanis, hogy mind a kettőnek ugyanaz a mérséklete van. Ha a forrás **D** sugarainak energiája Q, s ebből elnyeletik $\frac{1}{n}$ rész: a gőz ugyanennyit ki fog sugározni **(236)**, úgy, hogy a résnek az a képe, mely a **D** vonalpárnak felel meg, ugyanolyan világos marad, mintha a gőz ott sem volna.

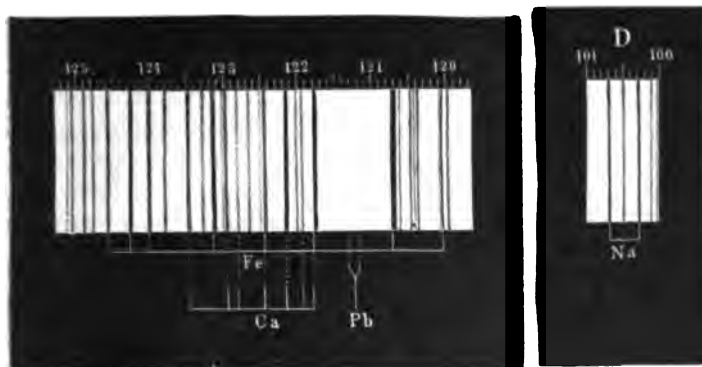
Tegyük most fel, hogy a gőz mérséklete változatlan marad, a forrásé pedig oly mértékben emelkedik, hogy a sárga sugarak energiája $2Q$-ra száll fel. A gőz most elnyel $\frac{2Q}{n}$ energiát s továbbá is $\frac{Q}{n}$ energiát sugároz ki. A résbe tehát nem érkezik meg az egész $2Q$ energia, hanem csupán:

$$2Q-\frac{2Q}{n}+\frac{Q}{n}=\left(2-\frac{1}{n}\right)Q,$$

minélfogva képe, mely a **D** vonalaknak felel meg, meggyengül s világos mezőn sötétnek fog látszani.

238. Vajjon véletlen-e a nátrium kettős vonalának a napszínkép **D** vonalával való összeesése? Vagy inkább nem volna-e feltehető, hogy a Nap atmoszférájában nátriumgőz van? KIRCHHOFF, hogy e kérdésekre megfelelhessen, a legnagyobb körültekintéssel vetette egybe **(217)** a napszínképet a kezünk ügyébe

eső különböző anyagok emissziós színképével, és tényleg igen sok más összeesést állapított meg, melyeket egy táblában felrajzolt, a honnét az 591. ábra két része is lemásoltatott. A második a nátrium két emissziós vonalának D-vel való összeesését mutatja, az első pedig a vas és a calcium hét-hét fényes vona-



591. ábra. Töredék Kirchhoff táblájából.

lát mutatja, melyek a napszínkép ugyanannyi sötét vonalával pontosan egybevágnak, ellenben az ólom *(Pb)* két fényes vonalának megfelelő sötét vonalak nincsenek.

Kirchhoff gondosságát valóban bámulnunk kell, ha rajzait összehasonlítjuk a színkép fotografiájával, melyet később Draper állított elő.

Angström és Thalén később egy 3,387 m hosszú napszínképet rajzolt, és szabatosan meghatározta 1000 sötét vonal hullámhosszát, melyek közül 460 a vasnak ugyanannyi világos vonalával esik össze. És a valószínűségszámítás biztosít bennünket, hogy 2^{460} tehető 1 ellen, hogy ilyen összeesés nem véletlen. Feltehetjük tehát, hogy a Nap atmoszférájában vasgőzök vannak.

Nagyon valószínű (Rowland szerint), hogy ugyanott még a következő anyagok vannak: nátrium, calcium, bárium, magnézium, mangán, titánium, chróm, nikkel, kóbalt, hidrogén, aluminium, czink, réz, silicium, strontium, vanadium, szén,

scandium, yttrium, zirconium, molibden, lantán, niobium, palladium, neodym, cadmium, cerium, glucinium, germanium, rhodium, ezüst, ón, erbium, kálium. Ellenben nyomát sem találni a Nap színképében az antimon, arzén, bizmút, bór, nitrogén, cesium, arany, indium, higany, foszfor, rubidium, szelén, kén, thallium, praseodymnak.

Ebből következtetjük, hogy a Nap magva magasabb mérsékletű **(237)**, mint az atmoszférája, és hogy minden törékenységű sugarat sugároz ki, melyek közül sokat elnyelnek az ugyanebben az atmoszférában jelen levő gőzök.

239. De a földi légkör is nyel el sugarakat a benne levő vízgőznél fogva, és a Nap színképében az úgynevezett **tellurikus vonalakat** (Janssen) hozza létre, melyek a **D** vonal és a szélső vörös között csoportokat alkotnak, és intenzitásban gyarapodnak, midőn a Nap a szemhatár felé közeledik. Később **(244)** egy elmés módszert fogunk megismertetni, melynek segítségével a földi származású vonalakat a többiektől megkülönböztethetjük.

240. A Nap atmoszférájának, mint minden más testnek, a mondottak szerint **(236)** ugyanazokat a sugarakat kell kisugároznia, a melyeket elnyel, és ennélfogva emissziós színképének fényes vonalakat kell előtüntetnie a Nap színképét áthasító sötét vonalak helyén. És valóban, ha erős csillagászati messzelátó gyujtósíkjába egy spektroszkóp rését helyezzük, és különböző pontokra nézve a Nap valódi képeit rajta átvezetjük: a szélére jutva, a színkép néhány fényes vonalra redukálódik, különösen pedig a hidrogén (I. táblán *12*) és a magnézium vonalaira, melyek, erős színszórás használata mellett, egymástól igen messzire eshetnek.

Ha azután a rést tágítjuk, megfigyelhetjük az úgynevezett **protuberancziákat**, melyek bizonyára kitörésekből származnak. Az 592. ábra egyazon izzó hidrogén-kitörésnek néhány perczny időközben megfigyelt különböző képeit mutatja; és sejtelmünk lesz ezen kitörés mérhetetlen sebességéről, ha elgon-

doljuk, hogy 100,000 km-nél nem volt alacsonyabb. Obszervatóriumainkban napról napra feljegyzik a Napon előforduló erupcziókat abban a reményben, hogy a nagy égitestnek eme természethistóriája rá fog találni a maga KEPPLER-ére, ki azt meg tudja érteni és magyarázni.



592. ábra. Protuberancziák.

241. A bolygók a Nap visszavert fényében ragyognak, és színképeik csak csekélyes módosulásokat tüntetnek elő, melyek vízgőzt tartalmazó légkör jelenlétére utalnak, különösen a Vénuson, a Jupiteren és az Uranuson. A Hold módosulások nélkül való színképet ad, mi megegyezik azon kürülménynyel, hogy légköre nincs.

Az álló csillagok hasonló elnyelésbeli színképeket adnak, melyek azonban a Nap színképétől valamennyire különböznek, és négy csoportba oszthatók: az elsőbe tartoznak a **fehér csillagok,** melyek a megfigyelteknek felét teszik (Sirius, Vega, Regulus, a Lant α-ja; II. táblán *2* alatt); ezek igen kevés vonalat láttatnak, és pedig épen a hidrogén vonalait bizonyos vastagságban mutatják, és egy a **D**-nek megfelelő finom vonalat. A **sárga csillagoknak** (a mi Napunk, Arcturus, Pollux, stb.) igen sok, rendkívül vékony vonaluk van, melyek a napszínkép (II. táblán *1* alatt) vonalaival esnek össze. A **vörös csillagoknak** (Hercules α-ja, Pegasus β-ja, Orion α-ja) (II. tábla *3.* alatt) különböző színképük van, de mind sávos **(215),** és ezenkívül sötét vonalakat is tartalmaznak a Nap vonalainak helyén (túlnyo-

mólag a magnézium, nátrium, vas és hidrogénhez tartoznak). A negyedik csoportba igen apró **vérszínű csillagok** tartoznak, melyeknek színképe három elmosódott övből, egy vörösből, egy zöldből és egy világos kékből áll.

Úgy látszik, hogy ez az osztályozás az élet különböző korszakaival vág össze, mert a különböző mérsékletekre utal, melyeken a csillagok vannak. A képződés első időszakában igen kevés elnyelésbeli vonalat mutatnak; a másodikban atmoszférájuk hülni kezd és elnyel; innét vannak az egyszerű testek jellemző elnyelésbeli vonalai; a harmadik korszakban az atmoszféra mérséklete már annyira sülyedt, hogy egyes gőzök nem lehetnek többé disszocziált állapotban, s ennélfogva sávos színképek keletkeznek; végre a negyedik korszakban a légkör még bonyolódottabb összetételű anyagokat tartalmaz. De a negyedik csoportbeli színképekben néha fel-feltünedeznek a hidrogén fényes vonalai, melyek valamely hidrogén-kitörést vagy más testtel való összeütközést hoznak hirül.

A változó fényű csillagok színképe szintén változó, mi szintén forradalmakról tesz tanuságot.

242. A **kettős csillagok** a szemben két kiegészítő színnek **(159)**, a vörösnek és a zöldnek hatását keltik. De ha spektroszkóppal figyeljük meg őket, az egyik vörös és kék nélkül való színképet ad, ellenben a másik az első csoportbeli fehér csillagok **(241)** színképéhez hasonlót ad. A zöld színezet tehát csak képzeletes, nem egyéb ellentétbeli hatásnál **(164)**.

243. Teljes napfogyatkozások alkalmával a Hold sötét korongját fényes sugárkéve, az úgynevezett **korona** veszi körül, mely a Nap atmoszférájának részét teszi; színképe megegyezik a Holdéval, és ennélfogva a Nap sugarainak visszaverődéséből származik, de, miként a protuberancziák **(240)**, át van hasítva a hidrogén fényes vonalaitól, s ezeken kívül még három zöld vonalat mutat, melyek, a mint látszik, az elektromos szikrával izzított szénhidrogén-vegyületek emissziós színképével esnek

össze. Ezek a vonalak sok gondot adnak a spektroszkópistáknak, mert előfordulnak az északi fény színképében is, továbbá az üstökösök magváéban, míg csóváik a Nap fényét verik vissza.*

Mindazonáltal a spektroszkóp segítségével néhány év alatt tett csodálatos fölfedezéseknek eme szerény ismertetésén túl nem terjeszkedhetünk. Az olvasót speciális művekre, így például P. SECCHI munkáira utaljuk.

244. De azért még sem hallgathatjuk el **Doppler elvét**, melynek megértésére figyelembe fogjuk venni az akusztikában előforduló hasonló esetet, mely szerint a hang magassága a hangforrás és a fül viszonylagos sebességétől függ. Midőn a lokomotiv sípszóval indul el, a fütty a növekedő sebességnek megfelelőleg mélyebbé válik, ellenben midőn a hangforrás felénk jön, a hang magasabb, mint a mikor veszteg marad. És ez könynyen megmagyarázható, ha meggondoljuk, hogy az első esetben a hullámzó mozgás sűrűsödései és ritkulásai a dobhártyát hosszabb időközökben ütik meg, mint viszonylagos nyugalomban, a második esetben pedig rövidebbekben.

Hasonló dolognak kell történnie a sugarakkal, feltéve, hogy a sugárzó energia, miként állítottuk volt, valóban hullámzó mozgás. Midőn a forrás felénk közeledik, a dolog úgy áll, mintha a rezgések száma növekednék és ennélfogva, feltéve, hogy a terjedésbeli sebesség nem változik, a hullámoknak meg kell rövidülniök, és valószínű, hogy a gyorsabb rezgésektől származó hullámok tulajdonságaira tesznek szert, azaz hogy törékenyebbekké **(157)** válnak, és hogy a megfelelő FRAUNHOFER-vonalak az ibolya felé mozdulnak el.

A fény sebessége azonban oly nagy, hogy a törékenységnek észrevehető változását épen nem várhatjuk azoktól a moz-

* A legújabb vizsgálatok azt gyaníttatják, hogy ezek a vonalak az 1894-ben fölfedezett új elemtől, az *argon*-tól erednek.

gásoktól, melyeket mechanikai úton állíthatunk elő. Ellenben a Föld és a többi égi test sebessége nem hasonlíthatatlanul kisebb a fényénél és lehetővé tette DOPPLER elvének beigazolását. HUGGINS ugyanis megfigyelhette, hogy Sirius színképében az *F* vonal nem esik teljesen össze a hidrogén kék vonalával (222), hanem valami kevéssé a kevésbbé törékeny tájék felé van eltolódva, és az eltolódás mértékéből következik, hogy Sirius a Naptól másodperczenkénti 47 km sebességgel távozik. E fajta vizsgálatok más égitestekre vonatkozólag is tétettek, és olyan ismeretekkel kecsegtetnek, a minőket még nem régiben fantasztikusoknak véltek volna.

Másrészt LOCKYER kimutatta, hogy a hidrogénnek a Napon megfigyelt (240) fényes vonalai majd kiszélesbülnek, majd szűkebbé válnak, mi a szoláris kitörések hevességéről vagy a gáznemű tömeg lezuhanásáról tanuskodik. A törékenység eme módosulásaiból az ilyetén mozgásoknak másodperczenként 200 km-nél nagyobb sebességére lehetett következtetni.

CORNU a DOPPLER-féle elvet igen elmésen alkalmazta a Napunk színképében levő tellurikus vonalaknak (239) a többi vonaltól való elkülönítésére. A Nap valódi képét kitünő spektroszkópnak résére vetítette, és pedig oly lencse segítségével, melyet oldalvást akként mozdíthatott el, hogy a napkorongnak majd az egyik, majd a másik szélét, a Nap forgástengelyével párhuzamosan, rögtönösen a résre vihette. — A Nap olyan gyorsan forog, hogy keleti széle mintegy másodperczenkénti két kilométer sebességgel közeledik felénk, nyugati széle tehát ugyanekkorával távolodik, minélfogva a törékenységbeli különbségnek eme sebesség kétszeresének kell megfelelnie, és ez elegendő is, mert a lencsét gyorsan elmozdítván, a spektroszkópban némileg lengeni látjuk azokat a sötét vonalakat, melyek a Naptól származnak, ellenben a földi légkör elnyelésétől származók veszteg maradnak.

XXXIV. FEJEZET.

A SUGÁRZÓ ENERGIA ELNYELETÉSE.

245. Nyomatékosan emlegettük, hogy az elnyelt sugarak nem semmisülnek meg, hanem az energia valamely más alakját öltik.

A sugárzó energia, midőn a molekulai mozgás energiájává alakul át, különböző tüneményeket hozhat létre: **melegedést,** midőn a molekulák eleven ereje növekszik a nélkül, hogy rezgés-idejök $\frac{1}{4\times10^{14}}$ másodperczet meghaladna; **foszforeszkálást,** midőn rezgéseik elég gyorsak arra nézve, hogy az éterrel közlődve, újra fényt létesítsenek, és pedig a beesőtől rendszerint különbözőt.

Ezen kívül az elnyelt sugarak **szerkezetbeli változásokat** létesíthetnek, melyek a legtöbb esetben a chemiai összetétel megváltozásában nyilvánulnak.

246. A sugárzó energia okozta melegedésre vonatkozólag a már mondottakhoz rövid elmélkedést fogunk csatolni, mely a hőmérőnek és hőelektromos oszlopnak a sugárzó hőre vonatkozó mérésekben való alkalmazását igazolja. Úgy az egyik, mint a másik műszerrel tényleg mérséklet-emelkedést határozunk meg, és felteszszük, hogy ez arányos a sugárzás révén közölt hővel.

Valóban, ha az időegységben valamely hőmérőre, melynek elnyelő képessége a, q energia érkezik, úgy melegedése közben aq energiára tesz szert, és midőn elérte maradandó állapotát, az elnyelt hőnek egyenlőnek kell lennie az ugyanazon időben elveszítettel. Ha már most mindig csak igen kicsiny mérséklet-változásokat veszünk figyelembe, elfogadhatjuk NEWTON törvényét

(23), és feltehetjük, hogy a kiadott hő arányos a hőmérőnek a környezethez képest való t mérsékletbeli tulságával, hogy tehát ct-vel fejezhető ki. Ekkor

$$aq = ct \text{ és } t = \frac{a}{c} q;$$

innét kitünik, hogy a megfigyelt mérsékletbeli túlságnak a sugárzó energiával való arányossága csak azon feltétel mellett állhat meg, hogy az a elnyelő képesség minden törékenységű sugárra nézve egyazon értékű, mely körülmény a füstkoromra nézve tényleg fennállónak találtatott; ez az oka, hogy a hőmérőt és a hőelektromos oszlop fejét be kell kormozni.

247. A sugárzó energia fokozván a molekulák mozgását, vajjon nem mozdíthatna-e meg valamely tömeget is? Nem alakulhatna-e át közvetetlenűl látható energiává? E kérdéssel sokan foglalkoztak, s az eredménytelen kisérletek hosszú sora után mégis igenlő feleletre látszott találni a **radiométer** nevű műszerben. Ez higany-légszivattyúval (I, **224**, **258**) a lehető legjobban kiüresített üveggömbből (593. ábra) áll, melyben csillámból, aluminiumból vagy parafából készített, lapátokkal ellátott igen könnyű kerék foroghat; e lapátoknak csak az egyik, egyazon forgásirány szerint való lapja van bekormozva.

A mint a készülék előtt lángot gyujtunk, vagy pedig egy oldalról bármi módon sugárzó energiát vetünk reá, a kerék forogni kezd, mintha csak befeketített lapjait a fény eltaszítaná, a szögsebességet pedig a sugárzó energiával arányosnak találjuk, úgy, hogy ha például a fényforrást kétszer akkora távolságba viszszük, a forgások száma negyedrésznyire száll le (**10**). Általában az emissziós tüneményeknek előadásbeli kisérletekben való megmutatására radiométert lehetne használni a hőelektromos oszlop és a galvanométer (**2**) helyett.

De immár kétségtelenné van téve, hogy az előrehajtást nem közvetetlenül a sugárforrás idézi elő, hanem hogy eredete a készülék belsejében van. Ugyanis ha az üveggömböt szaba-

don felfüggesztjük, a lapátos kerékkel ellenkező irányban forogni fog: együtt indulnak meg a nyugalomból és tehetetlenségi nyomatékukkal fordított viszonyban levő szögsebességre tesznek szert, miként az I. k. **119.** p. (3) alatti képlete a



593. ábra. Crookes-féle radiométer.

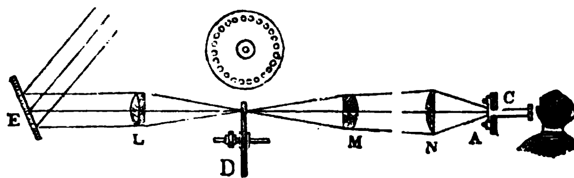
dinamika harmadik törvényével (I, **91**) egybevetve megkivánja. Ha ellenben a készüléket felfordítva függesztjük fel, úgy, hogy két darabja — t. i. a gömb és a kerék — a surlódás révén összefüggővé válik, az egész rendszer, bár szabadon foroghatna, állandóan nyugalomban marad, jeléül annak, hogy a lapá-

tokra ható forgató nyomaték egyenlő és ellenkező irányú a hüvelyre hatóval.

248. Meg lévén ekként állapítva, hogy a mozgató erő belső erő, ezt közelebbről meg is határozhatjuk. Elég ha felemlítjük, hogy mindegyik lapát fekete lapjának jobban meg kell melegednie, mint a másiknak, és hogy az üveggömb, bármennyire ki van üresítve, még sem teljesen légüres (I, **345**), hanem nagy számú molekulát tartalmaz, melyek meleg falba ütközvén, megmelegszenek és ennélfogva a beeső sebességnél nagyobbal pattannak vissza. A dolog tehát úgy áll, mint ha a molekulák nagyobb impulzust kapnának a fekete laptól, mint a másiktól, és ennélfogva a hatás és visszahatás közötti egyenlőség (I, **91**) révén a fekete lapon a másikhoz képest nyomástöbblet keletkezik, melynek a sugárforrástól távozva enged.

E magyarázatot megerősíti az a tény, hogy ha a ritkítást bizonyos határon túl viszszük, a kerék szögsebessége csökkenni kezd.

249. Helyén levő, hogy egy másik érdekes fölfedezést is vázoljunk, mely a sugárzó energia mechanikai hatásaira vonatkozik; s a melyről Párisban annak idején túlzó hangon beszélték, hogy az amerikai Bell «megszólaltatta a fényt».



594. ábra. Fotofon.

Az E heliostát (594. ábra) tükrén visszavert és az L lencsétől összegyüjtött sugarakat időszakosan meg-megszakitja a D lyukas korong, mely a lencse gyujtópontjában forog. Egy másik M lencse a sugarakat messzire vezeti, hol is az N harmadik lencsétől ujra összegyüjtve, a tetszés szerinti anyagból való

A vékony lemezre esnek. Ez a lemez most hangot ad, mely a *C* hangtölcsér (I, **295**) segítségével a fülbe jut. Az ilyetén készüléket **fotofon**nak nevezték el.

Kétségtelennek látszik, hogy a tömeg nem egészében rezeg, mert egyazon lemezzel minden magasságú hang létrehozható. Bizonyos, hogy a tünemény első sorban felületi hatásból származik, mert a hang erősbödik, ha a felület elnyelő tehetségét oly módon fokozzuk, hogy különböző anyagok igen vékony rétegével vonjuk be, vagy még jobban, ha bekormozzuk, s egészen közönbös, hogy mi a lemez anyagi minősége. A vörösöknél kevésbbé törékeny sötét sugarak, melyeknek egymagukban nagyobb energiájuk van (**223**), a leghatásosabbak.

250. Lássuk most, hogy az elnyelt sugarak miként hozhatnak létre különböző törékenységű más sugarakat. Egy üveggömb, melyben a jódnak szénszulfid oldata van, átlátszatlan, de diathermán lencsét alkot, melylyel a sötét sugarakat valamely testre, például platina korommal bevont platina-lemezre koncentrálhatjuk, mely őket oly mohón nyeli el, hogy izzóvá válik, és ennélfogva az elnyelteknél törékenyebb sugarakat bocsát ki. Az ilyes tüneménynek **kaloreszkálás** a neve.

251. Ellenben a **foszforeszkálás** tüneményében a gerjesztő fény szokott rendszerint törékenyebb lenni a kibocsátottnál. S valamint a kaloreszkálásban a vörös melletti sötét sugarak nemzik a fényt, úgy a foszforeszkálásban a fényt túlnyomólag az ibolyán túl levő láthatatlan sugarak (**224**) hozzák létre.

Ez utóbbi tüneményt sok anyag mutatja, de nem mind egyenlő mértékben. Némelyek csak bizonyos idővel annak utána, hogy a gerjesztő fény hatásának kitétettek, szünnek meg foszforeszkáló fényt kibocsátani, mások pedig gyorsan rá kialszanak. Így a stroncziumszulfid a preparáczió módja szerint vörös, zöld, kék vagy narancsszínű fényt nehány órán át sugároz ki; a mészpát sárga foszforeszkálása pedig egy félmásodpercz mulva szünik meg, az aluminiumoxid vöröse $^1/_{20}$, az

urániumnitrát zöldese $^1/_{100}$, a chininbiszulfát-oldat égszínűje $^1/_{10000}$ másodperczig tart (E. Becquerel).

252. Az utóbbi esetekben, midőn az anyag hirtelen megszünik fényleni, a tüneményt rendszerint **fluoreszkálásnak** nevezzük. A fluoreszkáló anyagok közkeletűek: a kereskedelemben is előforduló uránüveg; a chininszulfát, mely néhány csepp kénsav hozzátétele mellett vízben feloldódik; chlorofil-oldat, melyet egyszerűen úgy nyerünk, hogy *polygonum hydropiper*-leveleket egy órán át éterben áztatunk; a nem tisztított petroleum nehány faja; a vadgesztenyefa héjának alkohol-kivonata, stb. Ha e folyadékok egyikének szabad felületére gyüjtő lencséjével napfényt vezetünk, oldalról szép fénykúpot látunk, melynek mélyebben behatoló sugarai mindinkább halványulnak.

A fluoreszkálás tanulmányozása e két kérdésre redukálódik: Miféle beeső sugarak gerjesztik leginkább? Mifélék a kibocsájtott új sugarak? E kérdésekre a legjobban úgy felelhetünk meg, hogy a Nap tiszta színképét (**165**) a megvizsgálandó anyagra, például chininbiszulfát-oldattal itatott papirosra vagy uránüveg-lemezre vetjük, a mikor is kvarcz-hasábot és lencsét használunk, mert a kvarcz az ibolyántúli sötét sugarakra nézve a legátlátszóbb testnek ismertetett fel. Azonban előadásbeli kisérletekben nagyon jól használhatjuk a közönséges lencséket hasábokat is.

A színkép a rendesnél hosszabb és a különböző esetekhez képest más-más színezetű; az ibolyántúli tájékon ugyanazok a sötét vonalak hasítgatják át, melyeket a fotografia révén (**224**) nyerünk. És általában a fluoreszkálás ugyanabban a mértékben ébreszthető fel, a melyben a chemiai reakcziók gerjeszthetők, azaz a látható tájék törékenyebb sugaraival és az aktinikusoknak nevezett még törékenyebb sugarakkal.

253. Ha azonban napfény helyett izzó szilárd test vagy folyadék fényéhez folyamodunk, a sötét vonalak ezen a tájékon is csak úgy hiányzanak, mint a többin (**214**); de a gerjesztés

nagyobb vagy kisebb hosszúságra terjedhet, a mennyiben a különböző források nem egyformán gazdagok aktinikus sugarakban. Közönséges lángjaink, nemkülönben a DRUMMOND-fény, szegények az ilyenekben; annál gazdagabbak az elektromos ívfény, a magnéziumfény, a kénnek és még inkább a szénszulfidnak lángja.

Szép az a kisérlet, midőn kóbalt-üveggel üvegezett lámpásban magnézium-szalagot gyujtunk meg, és például uránüvegpoharat világitunk meg vele. A lámpa üvegén át kisugárzott fény sötétkék, a pohár pedig zöldes-sárga fényben ragyog.

Ha ellenben ugyanezt a poharat napfénynyel világítjuk és kóbaltüvegen át figyeljük meg, zöld fényéből jóformán semmit sem látunk. Azt következtetjük tehát, hogy a kóbaltüveg átlátszóbb a fluoreszkálást gerjesztő, mint a már gerjesztett sugarakra nézve, és hogy a fluoreszkáló színeknek a diffuziós színektől való különböző voltát szembeötlővé tegyük, eme kisérlettel szemben megteszünk egy másikat, mely pecsétviaszrúdnak vörös üvegen át való megvilágításából és megtekintéséből áll.

Itt felemlítjük azt is, hogy a fény, mely valamely fluoreszkáló anyagnak elegendő vastagságú rétegén átment, többé már nem gerjeszthet fluoreszkálást ugyanabban az anyagban, a mint hogy kell is lennie, ha igaz, hogy a gerjesztő sugarak elnyeletnek. Sőt konstatálható, hogy a fluoreszkálás színképe épen azokban a pontokban a legélénkebb, a hol az elnyelésbeli színkép (228) a legsötétebb.

Ha a kevéssé törékeny sugarak nem alkalmasak is a fluoreszkálás előidézésére, a már foszforeszkálóvá tett anyagokra mégis akként hatnak, hogy az ezen anyagoktól elnyelt energia emisszióját meggyorsítva a fényt élénkítik. A kisérletet akként tehetjük meg, hogy valamely szulfiddal bevont kártyapapirosra, mely a napfénynek már ki volt téve, tiszta színképet vetítünk; látni fogjuk, hogy foszforeszkálása a vörös tájékon, és még inkább a sötét hősugarak tájékán, megélénkül. De némi idővel az

után, hogy a színkép hatott, a foszforeszkálás kimerül, azonban fénylőknek fogjuk látni azokat a pontokat, melyekre a vörös és a sötét sugarak tájékának FRAUNHOFER vonalai estek, mert e pontok meg maradtak óva a hőhatású sugaraknak a kisugárzást gyorsító hatása ellen.

254. Hogy meg lehessen felelni a második kérdésre (252) is, azaz hogy mifélék a fluoreszkáláskor kibocsátott sugarak, sok kisérlet hajtatott végre, melyekből kétségtelenül kiderül, hogy az egyszerű gerjesztő sugarak összetett fényt nemzenek. De ha már összetett, az a vélemény kerekedett felül, hogy soha sem tartalmaz a gerjesztő sugaraknál még törékenyebbeket; azonban némelyek szerint ez a szabály nem általános érvényű. Itt különben csak jelezni akartuk ezt az elméleti szempontból nevezetes véleménykülönbséget.

255. A sugárzó energia, bizonyos anyagoktól való elnyeletésekor, azonkívül, hogy a molekulai eleven erőt fokozza, még átalakulhat, miként már mondottuk (245), helyzeti energiává is, és pedig oly módon, hogy chemiai szétbontásokat létesít; ilyenek az ezüst-sóknak a fotografiában alkalmazott szétbontása, és még más ennél fontosabbak, melyeknél fogva a növények a légkörben levő széndioxidból és vízgőzökből a szenet és hidrogént magukhoz ragadják s belőlük saját szöveteiket építik fel.

Tudjuk azonban, hogy a napsugaraknak, különösen pedig a törékenyebbeknek hatására a chlór és a hidrogén keveréke robbanással vegyül és e közben hőt fejleszt. Vajjon a robbanáskor keletkező egész hőt a sugárzó energia átalakulásának kell-e tulajdonítanunk? Bizonyára nem, mert a keveréknek helyzeti energiája volt, mely hasonló a szén- és az oxigén-atómoknak égés előtti, már említett (I, 338) energiájához. A hő, mely úgy az egyik, mint a másik esetben fejlődik, azon eleven erőből származik, melyre a heterogén molekulák szert tesznek, midőn egymásra zuhanva, a vegyület molekuláit hozzák létre. Nos hát mi a sugárzó energia szerepe? A következő: a chemiku-

sok felteszik, hogy a chlór és a hidrogén molekulái két-két atómból állanak, és hogy nem hozhatnak létre sósav-molekulákat (melyek szintén két atómból vannak összetéve), ha előbb izolált atómokra nem szakadnak szét. És a sugárzó energiának épen az volna a feladata, hogy ezt a kettéhasitást létesitse. Körülbelül úgy működik, mint az izomerő, mely a sziklát a mélység széléig tolja, vagy a puska kakasát húzza. A sziklának már előbb is meg volt a maga, a Földre vonatkozó energiája, valamint a puskapornak is volt chemiai helyzeti energiája, mely energiák készek voltak az eleven erővé való átalakulásra; de nem voltak még az átalakulás tényleges bekövetkezésére alkalmas körülmények között.

256. Hadd következzék még a szokottabb **fotografiai eljárásnak** legalább összefoglaló áttekintése. Ez két műveletből áll: a *negativ kép*nek üvegen való előállításából és a pozitiv képnek papiroson való lemásolásából.

A negativ műveletet azzal kezdjük, hogy az üveglemezt a leggondosabban megtisztítjuk, először salétromsavval, azután alkohollal és tripellel. Most vékony réteget öntünk reá a kereskedelemben is előforduló kollódiumból, mely lőgyapotnak alkohol és éterben való oldata és mely káliumjodürrel, bromürrel, vagy szintén chlorürrel szakmunkákban előírt különböző arányok szerint van keverve; azonban rövidség okáért felteszszük, hogy csakis bromür van benne.

A bromürös kollódiumot a lemezen szétosztva és a fölöset lecsepegetve, az alkoholt és étert elpárologtatjuk, a lemezt vékonyka hártyájával ezüstnitrát vizoldatába merítjük; hol is az ezüst a bromürben a kálium helyébe lép. E műveletet sötétben, vagy legalább is chemiai hatású sugaraktól mentes helyen, tehát sárga vagy vörös üvegeken át (224) gyengén megvilágított szobában kell végezni. — Manapság nem igen szorulunk a lemezek ilyen elkészítésére, a mennyiben a kereskedésben rendkívül el vannak terjedve az ú. n. száraz lemezek, melyekhez az

ezüstsó albumin vagy zselatin-réteggel van rögzítve. — Az érzékeny lemez alkalmas foglalatba tétetik, mely megóvja a fénytől, midőn a szobából kiviszszük, hogy az *expozinczió* (kinntartás) műveletéhez fogjunk.

257. E czélra a **sötét kamara (129)** szolgál, melynek hátsó fala az említett foglalattal vagy homályosra köszörült üveglappal cserélhető ki, elülső lapja pedig az achromatikus objektivet tartja.* Következik a *beállítás a gyujtópontra,* mikor is arra törekszünk, hogy a fotográfozandó tárgy valódi képe lehetőleg élesen mutatkozzék a homályos üvegen, melyet azután az érzékeny lemezzel helyettesítünk, s ezt az érzékeny réteg minőségéhez, a világossághoz és még a mérséklethez képest is hosszabb vagy rövidebb időn át a fény hatásának teszszük ki.

A fény megindítja az ezüstbromür szétbontását saját intenzitásának aránya szerint; de a kinntartás után, midőn a lemezt visszaviszszük a homályos szobába, még semmiféle képet sem veszünk észre rajta. A lemezt tehát valamely *előidéző*vel kell kezelni, vagyis oly anyaggal, mely az ezüstsónak a fénytől megkezdett szétbontását befejezi. E czélra rendszerint a vasszulfátnak vagy szintén a pirogalluszsavnak higított oldata szolgál, melyet a lemezre öntvén, a negativ kép csakhamar *kibontakozik,* és pedig többé vagy kevésbbé sötét árnyalatokkal azokon a helyeken, melyek a kinntartás alatt erősebben vagy gyengébben világíttattak meg.

Még csak *a kép állandósítása* van hátra, vagyis el kell távolítani a fel nem bontott ezüstbromürt, mert különben a fénytől ez is megfeketednék. E czélra nátronthioszulfit-oldat

* Hogy a *fotografiai objektivek* akként achromatizáltassanak, hogy az optikai gyújtópont a lehető legtökéletesebben összeessék a chemiai gyújtóponttal, a lencsék görbületi sugarait azon feltétellel kell kiszámítani (**178**), hogy a D és H FRAUNHOFER-vonalaknak megfelelő gyújtópontok összeessenek.

igen jól használható. Ez után a lemez átlátszó azokon a helyeken, melyek sötétben maradtak, áttetsző a közép-erősségű fény tájékán, és sötét ott, a hol teljes fény érte. Miután még sok vízzel leöblítettük, megszárítottuk és ha kell, valamilyen lakkal megóvtuk, a negativ kép készen van és akárhány pozitiv másolatot adhat.

258. A **pozitiv képek**hez való papiros, minőt árulni szoktak, káliumbromürrel (**257**) itatott albuminos papiros. Ezt is ezüstfürdőben áztatják, sötétben megszárítják, a negativ kép zselatinos lapjára fektetik és a napfénybe vagy szintén a nappali szétszórt fénybe kiteszik. A kinntartás ideje, mely a körülmények szerint változik, tisztán a gyakorlat dolga.

Ez után a papirost ismételve megmossák, hogy a fölös ezüstnitrát eltávolíttassék; erre a kép nátronthioszulfit-fürdőbe kerül, melyben az árnyalatok jobban kibontakoznak s egyúttal a felbontatlan ezüstbromür eltávolíttatik és így a kép állandósíttatott. Végül aranychlorid oldatban való áztatás megadja a képnek a készítő ízlésének megfelelő színezetet. Bőséges lemosás és megszárítás fejezi be a fotografiai műveleteket.

259. A törékenyebb sugaraknak nagyobb chemiai hatásuk van, s ez az oka, hogy a fotografusnak sötét kamarája előtt a kék és az ibolya csaknem úgy hat, mint a fehér, a vörös pedig majdnem úgy, mint a fekete.

A fák zöldje is majdnem oly hatású, mint a fekete, úgy, hogy sokáig úgy vélekedtek, hogy a növényi élet chemiai munkáját (**256**) szintén a törékenyebb sugarak végzik el, melyek a chlorofiltól elnyeletvén, nem lehetnek többé hatással a fotografiai lemezekre. De a chlorofil elnyelésbeli színképe (**228**, a II. táblán *11*) a vörösben sok hézagot tüntet elő, mi azt mutatja, hogy a chlorofil ezeket a kevésbbé törékeny sugarakat is elnyeli. Másrészt közvetetlen kisérletek is kimutatták, hogy a növények mindennapi respiracziója jól megy végbe az ilyen sugarak hatása alatt, sőt még sokkal jobban, mint csakis az ibolya-

színűek hatása alatt. Úgy látszik tehát, hogy minden elnyelt sugár kivétel nélkül hozzájárul a víz és a széndioxid disszocziácziójához a növényélet asszimiláló folyamatának létesítésében, és hogy a vörös sugarak, mint nagyobb hőhatásúak és ennélfogva több energiával rendelkezők, nagyobb hatást fejtenek ki.

Ennek ötletéből érdekes még az a tény, hogy az ezüstbromürt akármilyen színű fény is felbonthatja, ha oly anyaggal van keverve, mely az illető fényt elnyelheti. Így ha a száraz lemezeket anilin-zöld vagy naftalin-kék, vagy valamilyen más erre alkalmas festő anyagban áztatjuk s aztán megszárítjuk, a lemez *orthochromatikus*sá válik, mely a színkép piros és narancs színű részére is érzékeny. Ugyanilyen fogással sikerült végül a színkép sötét hősugarait is lefotografálni.

260. Sok fizikusnak (s még több nem-fizikusnak) meddő tapogatódzása után Lippmann a legújabb időben egy észszerű eljárást állapított meg, mely a **színek fotografálásának** problémáját a megvalósulás útjára terelte. Az eljárás Wiener-nek egy rendkívül érdekes kisérletén, a haladó fényhullámoknak álló fényhullámokká való átalakításán alapul; ez az átalakítás visszaverődés révén történik, olyan formán, mint a hanghullámok esetében (I, **306**). A higanynyal telt dézsának egyik fala a fény iránt érzékeny száraz lemez, melynek jód- vagy bromezüst-oldattal telített vékony zselatin- vagy kollódium-hártyája a higanynyal érintkezik s így tökéletesen visszaverő tükör támad rajta. A színkép a lemezre vetíttetvén, a higanytükrön visszavert fény a beesővel az érzékeny rétegben, félhullámhossznyi közökben, hullámhegyeket és hullámvölgyeket tartalmazó síkok sorát létesíti, melyekben tehát a fényhatás maximumai és minimumai váltakoznak. Ennek megfelelőleg a chemiai hatás az egymásra következő síkokban felváltva maximális és minimális, a minek azután az a következménye, hogy az előidézés folyamata a hártyában rendkívül vékony ezüstrétegecskék sorát létesíti, melyek sűrűsége tisztán csak a hatást előidéző fénynem hullámhosszá-

tól függ. Ha most a lemezt sötét háttér felé tartjuk, s fehér fényt ejtünk reája, a szinképet az ő saját eredeti színeiben fogjuk megláthatni, és pedig ugyanazon oknál fogva, mely a vékony lemezek színeit (193) idézi elő. Ugyanis két egymásra következő rétegecskén visszaverődő fény a rétegecskék közének kétszeresével, vagyis ama fénynem hullámhosszával egyenlő útkülönbséggel tevődik össze, mely a réteget létrehozta volt. Ennek az a következménye, hogy az illető fénynem sugarai a visszaverődött fényben erősbödnek, ellenben a beeső fény többi sugarai mind gyengülnek. Minthogy pedig az érzékeny hártyában ezer meg ezer ilyen rétegecske képződik, az utóbbiak gyengülése, az előbbinek pedig erősbödése rendkívül sokszor ismétlődik: végre is a visszavert fény monochromatikussá válik, és pedig olyanná, a minő ezt a félhullámhossz szerinti rétegződést chemiai úton előidézte volt. Könnyen megérthető, hogy a kiegészítő színeket fogjuk látni, ha a lemezt átmenő fényben szemléljük.

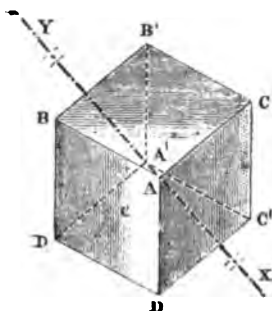
XXXV. FEJEZET.

KETTŐS TÖRÉS ÉS SARKÍTÁS.

261. A sugárzó energia azon tüneményeinek, melyeket eddigelé tanulmányoztunk, illő módosításokkal analog tünemények felelnek meg az akusztikában; de a most vázolandókra nézve az analogia teljesen megszünik és épen ezek a tünemények fognak bennünket a legbiztosabban vezetni a sugárzó energiát alkotó hullámzó mozgásról kifejtendő fogalmaink megállapításában.

A sugártörés (52) csak addig olyan egyszerű, minőnek eddig megismertük, a meddig izotrop közegekben történik, a melyekben a terjedés sebessége minden irányban egyenlő. De a

kristályokban (kivéve a szabályos rendszerbelieket, melyek izotrop közegek) a tünemény bonyolódottabbá válik és **kettős törés** néven ismeretes, mert az anizotrop kristályokban minden beeső sugárnak általában két megtört sugár felel meg; maguk a kristályok **kettőstörő közegeknek** neveztetnek. E tüneményt Erasmus Bartholinus fedezte föl 1669-ben, midőn a fénynek az izlandi páton való átmenetelét vizsgálgatta. Az izlandi pát, mint tudva van, mészkarbonát, mely a hatszöges rendszerben kristályosodik, és három hasadó lapja révén könnyen hozható az 595. ábrában előtüntetett parallelepipéd-alakra, melynek három tompa lapszöge egymással teljesen egyenlő (105° 5′) és akként fekszik, hogy az egymással szemközt fekvő A és A' két testszöget három, egymással szintén egyenlő tompa (101° 54′) élszög alkotja, míg a többi hat testszög mindegyikét egy tompa és két hegyes élszög határolja.



595. ábra. Izlandi pát.

Midőn a kristály akként van hasítva, hogy élei mind egyenlők, hat egyenlő rombus határolja, és ilyenkor *romboédernek* nevezzük. Ez esetben azon XY egyenes, mely a tompa testszögek egyikének A csúcsán megy át és a három élhez egyenlőképen hajlik, magában foglalja a szemközt fekvő A' csúcsot is.

A *kristály tengelye* nem valamelyes meghatározott egyenes, hanem az XY-nal párhuzamos irány; a *főmetszet* pedig olyan sík, mely a lapok valamelyikére merőleges és magában foglalja a kristály tengelyét, azaz vele egyirányú.

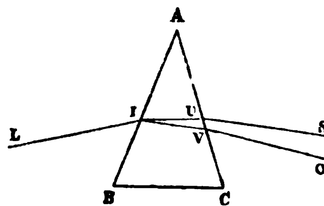
262. Mészpát-romboéderen át szemlélt közel fekvő tárgy kettősnek látszik. Ha a mészpátot például nyomtatott papirosra teszszük és két szemmel nézünk, a képek egyike magasabbra emeltnek látszik, mint a másik, mi nagyobb törékenységre mu-

tat (57). Ezt a képet **rendes képnek** nevezzük, mert a közönséges törés törvényeit (53) követi; a másikat, a mélyebben fekvőt, mely egészen más törvényeket követ, **rendkívüli képnek** mondjuk.

Ha ugyanis hozzávetőleges kisérletképen a kristályt a papiros síkjában forgatjuk, a mélyebb képet forogni látjuk a magasabb körül, mely a közönséges sugártörés törvényének megfelelőleg veszteg marad.

Hasonlóképen ha a romboéderen keresztül vékony párhuzamos sugárnyalábot vezetünk át, mindig két nyaláb lép ki, még merőleges beeséskor is, és e nyalábok annál jobban válnak szét, mentül vastagabb a kristály; az egyik követi a közönséges törési törvényt, a másik nem, minélfogva minden beeső sugárból egy **rendes sugár** és egy **rendkívüli sugár** származik: az első veszteg marad, ha a kristályt forgatjuk, a második elmozdul. Mivel a beesés lapja párhuzamos a kilépés lapjával, mind a két kilépő sugár iránya megegyezik a beeső sugár irányával, és ez az oka, hogy az ilyen kettőstörő kristályon keresztül a messzefekvő tárgyakat mégis egyszerűeknek látjuk.

263. Ha a mészpátból *ABC* hasábot (596. ábra) metszünk és az *LI* monochromatikus sugarat vezetjük reá, két kilépő sugarat nyerünk: az erősebben eltérített *VO* rendes sugarat



596. ábra. Mészpát-hasáb.

és a gyengébben eltérített *US* rendkívüli sugarat. Csak egy esetben van kivétel: abban, a melyben a sugár a hasáb belsejében a kristály tengelye mentén terjed; a sugár ekkor nem hasad két

sugárra. Ha a hasáb úgy van kimetszve, hogy a tengely merőleges az *A* törőszög felező síkjára, a sugár tengelymentileg terjed, midőn a hasáb minimális eltérítésre van beállítva **(63)**; ha ezen esetben a szokott módon **(169)** meghatározzuk a törésmutatót, a sárga nátriumfényre nézve az 1,6585 számot találjuk, és a rendes sugárnak mindig ez a szám felel meg, bármilyen is a hasáb törő lapjainak a tengelyhez viszonyított iránya.

Ellenben a rendkívüli sugár törésmutatója változó, és ezen felül még nem is marad meg mindig a beesés síkjában, miként a törés első törvénye megkivánná. Csak akkor marad meg benne, midőn a beesés síkja párhuzamos a tengelylyel, vagy pedig merőleges reá. Az első esetben a beesés síkja főmetszet; ekkor a beesési szög sinusának a rendkívüli törési szög sinusához való viszonya változó és a sárga fényre nézve 1,6585 és 1,4864 között foglaltatik. Csak a második esetben, azaz midőn a hasáb törő éle párhuzamos a tengelylyel és a beesés síkja merőleges ugyancsak a törő élre, követi mind a két sugár (különböző törésmutatóval) az egyszerű törés két törvényét. A mindig az egyszerű törés törvényét követő rendes sugár két sinusának mindenkor állandó viszonyát **rendes törésmutatónak**, és a csak az utóbbi esetben állandó viszonyt **rendkívüli törésmutatónak** nevezzük.

A mészpát törésmutatói.

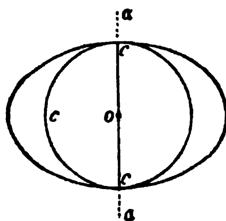
(RUDBERG szerint.)

	B	C	D	E	F	G	H
Rendkívüli	1,4839	1,4846	1,4864	1,4887	1,4908	1,4945	1,4978
Rendes	1,6531	1,6545	1,6585	1,6636	1,6680	1,6762	1,6833

264. Ha figyelembe veszszük, hogy a törésmutató forditott viszonyban van a fénynek az illető közegbeli terjedési sebességével **(190)**, mondhatjuk, hogy a rendkívüli sugár a mészpátban

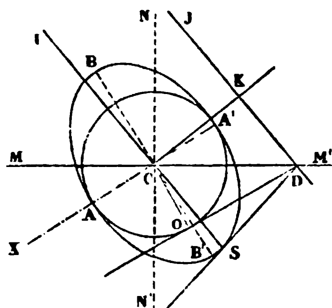
általában véve gyorsabban terjed, mint a rendes; legnagyobb a sebessége a tengelyre merőleges irányban, legkisebb a tengely mentén, és ilyenkor egyenlő a rendesével.

A rendes sugarak hullámfelülete kétségen kívül gömbalakú, de a mi a rendkívüliekét illeti, HUYGENS feltette, hogy ellipszoid, melyet egy ellipszisnek a saját kistengelye körüli forgása nemz, és nem mulasztotta el, hogy ezt kisérletileg igazolja. Az 597. ábra a két hullámfelületnek délkörmenti metszetét tünteti elő.



597. ábra. Hullámfelületek.

STOKES, MASCART és GLAZEBROOK e feltevés teljes szabatosságát a modern fizika legjobb mérő-módszereinek felhasználá-



598. ábra. A megtört sugarak szerkesztése.

sával mutatta ki. Leirásukba nem bocsátkozhatunk, de röviden elő fogjuk terjeszteni, hogy **Huygens szabálya** szerint miként szerkeszthetjük meg a két megtört sugarat.

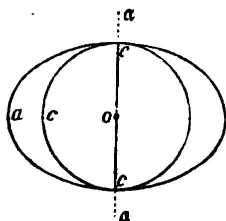
Legyen MM' (598. ábra) a mészpát és a levegőnek sík elválasztó felülete, és legyen merőleges a rajzalap síkjára. Az IC beeső sugár feküdjék a rajzlap síkjában, és a reá merőleges CK sík tüntesse elő a levegőbeli sík hullámfelületet. Húzzunk K-ból IC-hez párhuzamosat, míg az MM' síkot D-ben metszi, és tűzzük ki a kristály CX tengelyét, mely esetleg a rajzlap síkjából ki is léphet. Ezután szabjuk ki rajta a CA hosszt akként, hogy KD úgy álljon CA-hoz, mint a levegőbeli sebesség áll a rendes sugár sebességéhez, és írjuk le az 597. ábra értelmében a gömböt és az ellipszoidot, melyeknek CA a közös féltengelyük, és a melyek előtüntetik a mészpátban levő két hullámfelületet abban az esetben, a midőn C a rezgés középponja.

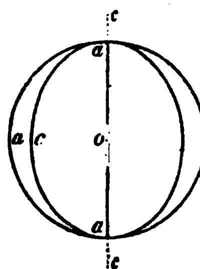
A rendes sugarat a **190.** pontban előterjesztett mód szerint akként nyerjük, hogy D-ből érintő síkot húzunk a gömbhöz és a beesés C pontját összekötjük az O érintési ponttal. Hasonlóképen a D ponton átmenő és az ellipszoidot érintő síknak S érintési pontja meghatározza a CS rendkívüli sugár útját, mely sugár csak akkor esik a rajzlap síkjába, ha ez a kristálynak főmetszete vagy szintén ha merőleges a tengelyre. Az első esetben az ellipszoidnak eme síkkal való metszete délkörmenti ellipszis, a másodikban pedig egyenlítői kör.

265. A mészpáthoz hasonló módon viselkednek mindazok a kristályok, melyek egy tengely körül szimmétrikus szerkezetűek, és ennélfogva **egytengelyű kristályok**nak neveztetnek; ezek mindannyian a hatszöges és a négyszöges rendszerbe tartoznak. Eme kettőstörő közegekre nézve Huygens törvényei (**264**) érvényesek; de két csoportba tartoznak a szerint, a mint a rendes törésmutató nagyobb vagy kisebb a rendkívülinél. Az első csoportbelieket, melyek közé a mészpát is tartozik, *negativ kristályok*nak, a második csoportbelieket pedig *pozitiv kristályok*nak nevezzük. A következő két rajz a hullámfelületek délköri metszeteit mutatja a két esetben.

Egytengelyű kristályok.

Negatív kristályok. *Pozitív kristályok.*





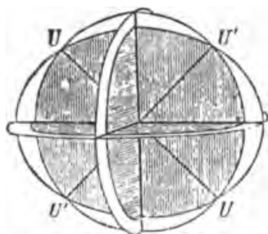
Mészpát Korund Apatit Nefelin Csillám Turmalin	Hatszögesek	Jég Ametiszt Kvarcz Dioptáz Káliumszulfát
Vezuvianit Oktaedrit	Négyszögesek	Zirkon Apofillit Rutil

266. A többi három rendszer, azaz a rombus, egyhajlású és háromhajlású rendszer kristályai szintén kettőstörőek, mert a beeső sugarak bennök általában két sugárra hasadnak, de eme sugarak egyike sem követi a közönséges törés törvényét, azaz mind a kettő rendkívüli: a beesés síkjából általában véve kilépnek s hullámaik terjedésének sebessége változik azon irány szerint, melyben a kristályok átmennek.

Mindazonáltal eme kristályok mindegyikében van három egymásra merőleges sík, melyekből a két sugár nem lép ki, s ezen kívül az egyik sugárnak állandó törésmutatója van bennök, a másik pedig az egytengelyű kristályok rendkívüli sugarához hasonló módon viselkedik.

A hullámfelületnek az eme közegekben való alakját Fres-

NEL lángesze ismerte fel; a felület, miként a mathematikusok mondják, negyedfokú, és két rétegből áll, melyek az imént említett három fősík mindegyikétől ellipszisben és körben metszetnek; de az egyik réteg nem burkolja be teljesen a másikat, hanem úgy metszik egymást, hogy négy köldököt alkotnak, melyek az 599. ábrában *U*-val vannak jelölve, mely a három fősiknak eme felülettel való metszeteit mutatja, hogy róla legalább megközelítő fogalmat nyujtsunk.



599. ábra. Hullámfelület mintája.

Mondottuk, hogy az egytengelyű kristályokban van egy irány, a tengely, melynek mentén a síkhullámok kettős törés nélkül terjedhetnek. Ily értelemben az utóbbi három rendszerbeli kristályoknak két tengelyük van, és ezért **kéttengelyű kristályoknak** neveztetnek. De ha nem is szándékunk, hogy eme tárgy tanulmányozásába mélyedjünk, még is meg kell jegyeznünk, hogy eme kristályok tengelyeinek nincs meg mind az a tulajdonságuk, melyek például a mészpát egyetlen tengelyét illetik meg.

267. Térjünk vissza a mészpáthoz, melyre nézve a HUYGENS-féle szabály (264) segítségével elegendő szabatossággal fejezhettük ki a kettős törés törvényeit; azonban még nem fejeztük ki az okot, melynél fogva a levegőben terjedő egyetlen hullámmozgás a kristályban különböző faju és sebességű hullámokra szakad szét.

Hogy ennek magyarázatát adjuk, HUYGENS-nek egy másik kisérletéhez kell folyamodnunk. Ha két mészpátot akként teszünk egymásra, hogy olyan legyen viszonylagos fekvésük, mint a minő volna, ha csak egy kristályt alkotnának, sem az elsőtől származó *O* rendes kép, sem pedig az *E* rendkívüli kép nem hasad ketté. És ha a két mészpát között hézagot hagyunk is, az

elsőnek O rendes képe a másodikban csakis egy O_o rendes képet, és hasonlóképen E rendkívüli képe csakis egy E_e rendkívüli képet hoz létre.

Ha azonban a második mészpátot az egymáson fekvő lapokra emelt közös merőleges körül forgatjuk, az első mészpáttól származó mind a két kép kettőssé válik, úgy, hogy az O_o és O_e, vagy szintén az E_e és E_o új képek párja, mely a kezdetbeli képek egyikétől származik, ugyanazt a helyzetet foglalja el, melyet elfoglalna, ha közönséges fénytől származnék; a különbség csak az, hogy a fényerősségek nem egyenlők. Ha a második mészpát szögmenti elmozdulása csekély, a kezdetbeli O rendes intenziv O_o rendeset ad, melyet gyenge O_e rendkívüli kisér, és hasonlóképen a kezdetbeli E rendkívüli intenziv E_e rendkívülit és igen gyenge E_o rendest létesít.

Ha a szögmenti elmozdulást fokozzuk, a két gyenge kép erősbödik, a két fényes kép pedig gyengül, mígnem 45°-nyi elmozdulásnál mind a négy egyforma. Ha azután a második mészpátot még tovább forgatjuk, az eddig gyenge két kép erősebbé válik, a másik kettő pedig gyengül, és 90°-nál, vagyis midőn a két kristály főmetszete (**261**) egymásra merőleges, a kezdetbeli két kép teljesen eltünik és magára hagyja a másik két O_e és E_o képet, vagyis az első mészpáttól rendesen törött fény csak rendkívüli képet ad a második mészpátban, és az elsőtől létesített rendkívüli kép csakis rendeset ad a másodikban.

A forgatást folytatva, a változások ugyanazon sora ismétlődik, úgy, hogy egy egész forgásban minden negyed-forgásra a képek két párja felváltva eltünik.

A következő áttekintés, melyben α a főmetszetektől bezárt szög, előtünteti eme változásokat.

	O	E
	sugárból eredő képek	
$\alpha = 0$	O	E
$0 < \alpha < 90°$	O_o gyengül, O_e erősbül.	E_e gyengül, E_o erősbül
$\alpha = 45°$	$O_o = O_e$	$E_e = E_o$
$\alpha = 90°$	O_e	E_o
$90° < \alpha < 180°$ ...	O_e gyengül, O_o erősbül.	E_o gyengül, E_e erősbül
$\alpha = 135°$	$O_e = O_o$	$E_o = E_e$
$\alpha = 180°$	O_o	E_e

268. Hogy a tüneményt egyidejűleg sokan láthassák, kicsiny nyíláson át a napsugarak egy nyalábját vezetjük a szobába, mely nyaláb mérsékelt távolságban hengeresnek tekinthető, és e nyalábot merőlegesen ejtjük egy mészpátra,* melyet két hasadási lapja határol. A kristályból két nyaláb fog kilépni: a rendes a beesőnek meghosszabbítása mentén egyenest terjed tova, a rendkívüli oldalvást tolódik el. Ha mind a kettőt ernyőn felfogjuk, közelítőleg egyenlő erősségű képeket nyerünk, és nem tekintve a visszavert kevés energiát, mondhatjuk, hogy az egész beeső fény egyenlően oszlik meg a két kilépő nyaláb között.

Ha most mind a két nyalábot egy második mészpátra ejtjük, melyet a különböző állásokban forgathatunk, mindenki szemmel kisérheti a váltakozó fényerősségeket, melyeket a négy kör az ernyőn előtüntet.

269. Födjük azonban el az első mészpátból kilépő nyalábok egyikét, például a rendkívülit a heliostat csövén levő lyukas koronggal, a rendest pedig hagyjuk szabadon tovább menni, hogy egymagában *megelemezzük* a második mészpát segítségével. Ez a sugár egymástól különböző intenzitású két sugárra oszlik, melyek minden negyedforgás után váltakozva jelennek meg, úgy hogy az egész fény rendes sugár alakjában lép ki,

* E kisérletben mészpátok helyett rendszerint két *kettőstörő hasábot* használnak, melyeket nem sokára (**276**) meg fogunk ismerni.

midőn a mészpátok főmetszetei párhuzamosak, és rendkívüli sugárként lép ki, midőn a főmetszetek kereszteződnek.

Ennélfogva az a fény, mely az első kristályon átment, nagyon is különbözik a természetes fénytől. A természetes fény egy hengeres nyalábjának a terjedése irányán kívül semmi egyéb viszonylata nincs a térhez, úgy, hogy a számtalan sík közűl, melyekben benne fekszik, fizikai tulajdonságai révén lehetetlen volna egyet a többitől megkülönböztetni; ellenben a mészpátból kilépő rendes nyalábnak a terjedésére merőleges irányokban különböző tulajdonságai vannak, elannyira, hogy ha eredetéről mit sem tudnánk s feladatunk volna, hogy természetét kipuhatoljuk: elemző mészpát segítségével igen pontosan felismerhetnők eme tranzverzális tulajdonságait és meghatározhatnók amaz egymásra merőleges két sík fekvését, a melyekre nézve eme tulajdonságok szimmétrikusak, és a melyekbe az elemző mészpát főmetszetét helyezvén, a nyaláb nem hasad ketté. Azt a fényt, melynek ilyetén tranzverzális tulajdonságai vannak, bármiként tett is rájuk szert, **sarkított** vagy **polarizált fénynek** nevezzük, és azt a síkot, melyre vonatkozólag épen úgy viselkedik, mint a hogy a rendes sugár viseli magát a mészpát főmetszetére vonatkozólag, a **sarkítás síkjának** mondjuk. Fekvését kisérleti úton határozhatjuk meg, mert annak a síknak fekvésével esik össze, melyet az *elemző mészpát* főmetszetének adnunk kell, hogy belőle csakis egy rendes sugár lépjen ki.

270. Ha most az első, *sarkítónak* nevezhető mészpátból kilépő rendes sugár helyett a rendkívülinek magatartását vizsgáljuk meg, vagyis ha a két kristály közé úgy helyezzük a lyukas korongot, hogy visszatartsa a rendeset és tovább ereszsze a rendkívülit, azt fogjuk látni, hogy ennek is épen olyan tulajdonságai vannak, mint a másik nyalábnak, azzal az egyetlen különbséggel, hogy sarkításának síkja 90°-kal el van fordulva. Ennélfogva azt mondjuk, hogy a rendkívüli sugár a sarkító mészpát főmetszetére merőleges síkban van sarkítva.

271. Az izlandi pátban a rendes és a rendkívüli nyalábnak egyazon intenzitása van, mely az őket létesítő természetes fény intenzitásának felét teszi.

Ezen kívül azon mérésekből, melyek azon két sugár intenzitására vonatkozólag tétettek, melyekre a mészpáton átmenő sarkított sugár szétszakad, megállapíttatott MALUS *törvénye,* mely szerint a négy intenzítás ekként fejezhető ki:

$$O_o = O\cos^2\alpha, \qquad O_e = O\sin^2\alpha,$$
$$E_e = E\cos^2\alpha, \qquad E_o = E\sin^2\alpha,$$

hol α a két mészpát főmetszetétől bezárt szöget jelenti, a többi jelölés pedig megegyezik a **267.** pontbeliekkel.

Összegezés révén kapjuk, hogy:

$$O_o + O_e = O(\cos^2\alpha + \sin^2\alpha) = O, \text{ és } E_e + E_o = E,$$

vagyis valamely a mészpátba hatoló sarkított sugár intenzitása egyenlő azon sugarak intenzitásának összegével, a melyekre széthasadt.

272. Ugyancsak MALUS 1803-ban azt az igen nevezetes fölfedezést tette, hogy a fény a kettős törésen kívül még az átlátszó testek felületén való visszaverődésekor is sarkíttatik. Így például az üvegről bizonyos szög alatt visszavert nyalábnak a beesés síkjára vonatkozólag egészen ugyanazon tulajdonságai vannak, mint a mészpát rendes sugarainak a kristály főmetszetére vonatkozólag, minélfogva meghatározásunkhoz képest azt fogjuk mondani, hogy *a visszavert sugarak a beesés síkjában vannak sarkítva.* A különböző szögek alatt visszavert fény úgy viselkedik, mintha természetes fénynek és a beesés síkjában sarkított fénynek keveréke volna, s ez oknál fogva **részben sarkított fény**nek nevezzük.

273. Az a szög, melyet a visszavert sugaraknak a visszaverő felülettel be kell zárniok, hogy teljesen sarkítottak legye-

nek, a különböző anyagokra nézve más meg más, és a **sarkítás szöge** nevét viseli. Üvegre nézve ez a szög 35° 25′.

A sarkítás akkor teljes, midőn a visszavert és a megtörött sugár egymásra merőleges. Ez Brewster törvénye, mely még ekként fejezhető ki: a sarkítás szögének tangense egyenlő a törésmutató visszás értékével. Ha ugyanis n a mutató, i, r és β pedig a beesés, törés és a sarkítás szöge, úgy: $\beta = 90 - i$, és:

$$n = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\cos \beta}{\sin r};$$

de a törvény első alakja szerint

$$\beta + (90 - r) = 90°, \text{ vagyis } \beta = r,$$

$$\text{tehát } n = \frac{\cos \beta}{\sin \beta} \text{ vagy pedig } \operatorname{tg} \beta = \frac{1}{n}.$$

274. Ha most mészpáttal elemezzük azt a fényt is, mely valamely közegből egy másikba egyszerű törés révén megy át, azt fogjuk látni, hogy részben van sarkítva (**272**), és pedig a beesés síkjára merőleges síkban; ennélfogva a visszavert és a megtört sugarak egymásra merőlegesen vannak sarkítva. Az egyszerűen megtört fénynek sarkított része merőleges beeséskor egyenlő zérussal, azontúl pedig a beesés szögével növekszik, épen úgy, a mint a visszavert sugarak intenzitása gyarapszik; ezenfelül a sarkított rész a visszavert és a megtörött nyalábban mindig egyenlő, és ha az utóbbi nyalábban sohasem teszi a nyaláb egészét, még a sarkítás szöge (**273**) alatt sem, úgy ez a körülmény összhangzásban van azzal a ténynyel, hogy a megtört nyaláb teljes intenzitása mindig nagyobb, mint a visszavert nyalábé.

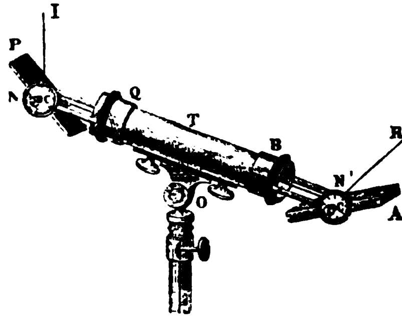
De egyszerű törés útján is teljesen sarkíthatjuk a fényt, ha néhány üveglemezen, úgynevezett üveglemez-oszlopon bocsátjuk át: minden következő töréskor az átmenő fényben növekszik a sarkított rész.

275. A fény elemzésére, vagyis annak felismerésére, hogy a fény sarkítva van-e, és hogy miként van sarkítva, eddigelé

csakis a mészpátot használtuk. De minden készülék, mely a fény sarkítására alkalmas, vagyis minden **sarkító**, egyszersmind **elemzőül** is használható.

Példaképen felemlítjük Biot készülékét, melyet a 600. ábra tüntet elő.

A *T* cső a *Q* gyűrűvel fel van szerelve, mely enyhe surlódással forgatható és két karral van ellátva, melyek között a fekete üvegből való *P* tükör akként forgatható, hogy a cső tengelyéhez tetszés szerinti szög alatt hajolhat s e hajlást az *N* beosztott körön leolvashatjuk. A *P* tükörre természetes fénynek *I* nyalábját olyan beeséssel vezetjük, hogy a visszavert nyaláb



600. ábra. Biot készüléke.

a cső tengelye irányában terjedjen, s ezt a többé-kevésbbé sarkított nyalábot a cső *B* végére helyezett mészpáttal elemezhetjük. Ily módon a *P* tükör sarkítóként szerepel, és ha 35° 25′ alatt hajlik a cső tengelyéhez, az *ICC′* síkban teljesen sarkított nyalábot ad.

De ha a mészpát helyett *B*-ben egy másik *A* tükröt alkalmazunk, mely épen úgy fel van szerelve, mint a *P* tükör, úgy ez az *A* tükör elemzőként használható, ha akként állítjuk be, hogy a cső tengelyéhez szintén 35° 25′ alatt hajoljon, és ha ezután tartó-gyűrűjét forgatjuk.

Forgassuk annyira, hogy a két tükör párhuzamos legyen, és hogy ennélfogva beesési síkjaik összeessenek. Ekkor az *R*

nyaláb, mely két visszaverődést viselt el, a legnagyobb erősségű, de abban a mértékben gyengül, a melyben a két beesési sík közötti szög növekszik, és végre egészen kialszik, ha ez a szög 90°-ot ért el. Ezután ismét megjelenik, erősbödik és 180°-nál, vagyis midőn a két beesési sík újra összeesik, visszanyeri maximális erősségét, hogy azután ismét gyengüljön és 270°-nál újra elenyészszék.

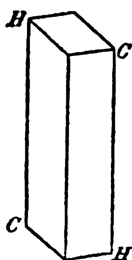
Világos, hogy az *R* visszavert nyaláb ugyanazokon a fázisokon menne át, ha akármi más módon sarkítanók is a *T* cső mentén terjedő nyalábot; az *A* tükör tehát elemzőként használható. Hogy vele a megvizsgálandó nyaláb sarkítása síkját meghatározzuk, próbálgatással oly fekvést adunk neki, melyben a legtöbb fényt veri vissza: ekkor a keresett sík a tükörre merőleges vonal és a cső tengelyén átmenő sík.

276. A tükröknek, melyek eme kisérletekben nem lehetnek fémből valók (**294**), az a rossz oldaluk van, hogy a fényt jócskán meggyengítik, és hogy kezelésük kényelmetlen, különösen ha a sarkítás síkjának fekvését tetszés szerint kell változtatni.

Sokkal kényelmesebbek a mészpátkristályok; hogy azonban a rendes nyalábot a rendkívülitől elválaszszák, igen nagyoknak kellene lenniök s ennélfogva elég költségesek volnának. Ez okból czélszerű a mészpátnak a' **kettőstörő hasáb** alakját adni s ezután üveghasáb segítségével a lehető legjobban achromatizálni (**176**).

Ezen kívül még egyéb fogásokat is gondoltak ki, hogy mérsékelt nagyságú mészpáttal csak az egyik nyalábot, és ezt ne túlságos vékonyan nyerjük. Felemlítjük a Nicol-félét, mert ez a leghasználatosabb. **Nicol hasábja,** vagy a mint egyszerűen mondani szoktuk, a **nicol**, akként készül, hogy mészpátból hosszúkás parallelepipédet (601. ábra) hasítanak, ezt a főmetszetre merőleges sík mentén ketté vágják, és két felét kanadabalzsam vékony rétegével összeragasztják. Mivel emez anyag

törésmutatója (170) a mészpát rendes és rendkívüli törésmutatója között fekszik, megeshetik, hogy alkalmas beesés esetében a rendes nyaláb, törékenyebb lévén, teljes visszaverődésben (59) részesül, ellenben a rendkívüli sugarak szabadon átmehetnek a balzsamon; ennélfogva a kristályt akként kell szétvágni, hogy ez a feltétel az alapokra csaknem merőleges sugarakra nézve telje-



601. ábra. Mészpát parallelepipéd.



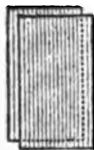
602. ábra. Nicol-hasáb.

sítve legyen. Ekkor valamely L sugár (602. ábra), mely az egyik alapra esik, a hasáb első felében ketté hasad; a rendes nyalábot a balzsam teljesen visszaveri és O-ban elnyeli a korom, melylyel az oldalfelületek be vannak vonva; ennélfogva csakis az E rendkívüli nyaláb megy át, mely az alapok hosszabbik átszögellője síkjában van sarkítva.

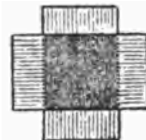
277. Mikor nem baj, ha a fény színessé válik, **a turmalinhoz** folyamodhatunk, melyből sokkal egyszerűbb, kényelmesebb és kevésbbé költséges sarkítók, tehát elemzők is készíthetők. Barna vagy zöld turmalinból egy vagy két milliméter vastagságú és a *kristálytani tengelylyel* párhuzamos lemezt metszünk; ennek az a tulajdonsága van, hogy a beeső természetes fényt főmetszetére merőlegesen sarkítja, és hogy rendkívüli

sugarakra nézve átlátszó, a rendesekre nézve pedig átlátszatlan.*

Ebből tehát következik, hogy két hasonló lemez egymásra téve átereszti a fényt, midőn a tengelyek párhuzamosak (603. ábra), és visszatartja, midőn a tengelyek kereszteződnek (604. ábra). A *turmalin-csiptető*, melyet a mineralógusok oly



603. ábra. Fényáteresztés.



604. ábra. Fényvisszatartás.

sűrűn használnak, gyűrűkben forgatható két ilyen lemez rendszeréből áll; a gyűrűk könnyen nyiló csiptető végeire vannak erősítve.

278. Mielőtt az elméleti megfontolásokra térnénk, fontos, hogy FRESNEL-nek és ARAGO-nak **a sarkított fény interferencziájára** vonatkozó kisérleteit említsük fel, melyekből kétségtelenül kiderült, hogy egyazon síkban sarkított nyaláb egészen úgy interferál, mintha természetes fényből való volna, hogy azonban *egymásra merőleges síkokban sarkított két nyaláb sohasem árulja el az interferencziának még a legkisebb nyomát sem.*

279. És most állapodjunk meg egy kissé, hogy lássuk, hogy az eddigelé felhozott tüneményekből mit következtethetünk a sugárzó energiát alkotó hullámmozgás formájára nézve.

Mindenekelőtt a fénysarkítás, melynél fogva egy sugár-

* A turmalinról szólva, igen érdekes KIRCHHOFF kisérlete, melynek révén a sugárzó tehetség és az elnyelő tehetség közötti egyenlőségnek elve (**236**) új bizonyítékra talált. A hevített turmalin ugyanolyan sugarakat bocsát ki, mint a minőket elnyel; azaz a tengelylyel párhuzamos síkban sarkított sugarakat bocsát ki.

nyaláb a terjedésre merőleges irányokban különböző tulajdonságokról tanuskodik, arra késztet, hogy kizárjuk a hanghullámokhoz hasonló tisztán longitudinális hullámok lehetőségét, és fel kell tennünk, hogy az éter tranzverzális elmozdulásokban részesül.

Ezen kívül, támaszkodva arra a tényre, hogy két sugár nem interferál, ha egymásra merőlegesen van sarkítva (278), feltehetjük, hogy ezen elmozdulásokat nem kiséri a sugarakkal párhuzamos összetevő, mert ez mindenesetre interferenczia-csíkokat hozna létre. Arra vagyunk tehát utalva, hogy elfogadjuk Young felfogását, mely szerint az éter a fény terjedése közben a hullámfelületen időszakosan mozog.

A teljesen sarkított fényben a sugarakra mindig merőleges mozgásnak egyenes vonalúnak kell lennie és a sarkítás síkjával állandó szöget kell bezárnia; és szabatosan szólva, mivel minden tünemény szimmétrikus e síkra vonatkozólag: a mozgásnak vagy reája merőlegesen, vagy vele párhuzamosan kell végbemennie.

Úgy az egyik, mint a másik hipotézisnek meg voltak a maga hívei, és arra nézve, a mit mi tárgyalni kivánunk, egészen közönbös választást tehetünk; de mégis a másodikat, a Fresnel-től származót fogjuk elfogadni, mert ha szigorúan bebizonyítottnak nem mondható is, sok körülmény kedvez neki. Feltesszszük tehát, hogy *sarkított nyalábokban az éter tranzverzális és egyenes vonalú rezgései merőlegesek a sarkítás síkjára.*

Ezt előre bocsátva nyilvánvaló, hogy az egymásra merőlegesen sarkított nyalábok nem interferálhatnak (278), és meg van magyarázva, hogy intenzitásuk minden pontban, melybe odajutnak, összegeződik, mert egymásra merőleges két rezgő mozgásnak eredő mozgása soha sem lehet zérus, s mathematikai úton is kimutatható, hogy az eredő mozgást a két összetevő mozgás eleven erejének összegével egyenlő eleven erő illeti meg.

280. A mészpátból tehát, ha természetes fény esik reá, két párhuzamos nyaláb lép ki, melyeknek hullámfelületén az éterrezgések egyenes vonalúak s egymásra merőlegesek; ha pedig a beeső nyaláb vastag és a mészpát lehetőleg vékony, a rendes nyaláb fedi a rendkívülit, s az egyiknek rezgései összetevődvén a másiknak rezgéseivel, az eredő hullámfelületen valamelyes rezgő mozgást fognak létesíteni. És ha az eredő nyaláb tulajdonságait tanulmányozzuk, azonosaknak fogjuk találni a mészpátba még be nem lépett természetes fény tulajdonságaival: ez az eljárás is arra a következtetésre vezet, hogy a természetes fényben, miként a sarkítottban, a rezgések tranzverzálisak.

De *a természetes fényt alkotó tranzverzális rezgéseknek a hullámfelületet érintő minden irányban kell végbemenniök,* mert mindig két egyenlő összetevőre bomlanak szét.

281. Tudjuk, hogy míg a rezgő mozgás súlyos anyagot nem tartalmazó térben, vagy miként mondani szoktuk, a szabad éterben terjed: minden irányban a rezgés tartamától független egyazon sebessége van, mely körülmény a közeg homogén és izotrop voltának feltevésére késztet.

Az átlagosan egyforma szerkezetű testekben, minők a légneműek, a folyadékok, a homogén és amorf szilárd testek, valamint a szabályos rendszerbeli kristályok, a sebesség az illető testek szerint változik; függ ugyan a rezgésidőtől, miként a színszórásból kiderül, de minden irányban ugyanakkora. Ebből azt következtetjük, hogy az éter sűrűsége és rugalmassága (I, **282**) szintén egyforma, de vagy az egyik, vagy a másik, vagy mind a kettő is, a különböző testek szerint változik; sőt a színszórás arra a feltevésre késztet, hogy a hullámmozgás terjedésében aktiv részt vesznek a súlyos részecskék is (**212**). De mindezekben az esetekben a hullámfelületnek mindenképen gömbalakja van.

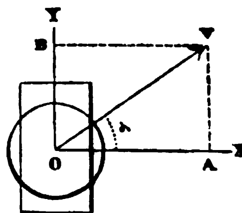
A hatszöges és négyszöges rendszerbeli kristályokra nézve,

melyeknek *orsószerű szerkezetük* van, azaz egyforma szerkezetűek a tengelyre merőleges minden irányban, de különböző szerkezetűek magának a tengelynek irányában, önként felmerül az a gondolat, hogy az éter egyenlőképen van elosztva a tengelyre merőleges minden síkban, és hogy az ezen síkokban bármily irányú elmozdulástól ébresztett rugalmasság mindig egyenlő, a reájuk merőleges irányú elmozdulástól ébresztett azonban különböző. Ha így áll a dolog, a tengelymenti terjedés sebességének függetlennek kell lennie a tranzverzális mozgások fekvésétől, és valóban, a rendes és rendkívüli sugarak nem válnak szét, valamennyi impulzus egyidejűleg érkezik valamely pontból a másikba. De minden más iránybeli terjedésnek meg kell zavartatnia a különböző rugalmasságtól, melyet a tranzverzális elmozdulások egymásra merőleges két irányban gerjesztenek: ezen irányok mentén szét fognak bomlani a tengelylyel párhuzamos és a tengelyre merőleges összetevőkre, és a két összetevőnek, a gerjesztett rugalmasság négyzetgyökere arányában (I, 282), különböző sebességgel kell terjednie. Valóban, az egytengelyű negativ kristályokban (265) a rendkívüli sugár megelőzi a rendest, vagyis a tengelylyel párhuzamos rezgésekre nézve a hullámfelület beburkolja a gömbalakút, a melyen a rezgések a tengelyre merőlegesek.

282. Egy mechanikai analógia révén határozottabb fogalmat nyerhetünk eme folyamatról. Képzeljünk két pálczát, egy kör-átmetszetűt és egy derékszögű négyszög-átmetszetűt, melyek egyik végükön egyazon egyenes mentén vannak összekapcsolva, és tegyük fel, hogy az elsőtől a második felé tranzverzális hullámmozgás terjed. Az elsőben a tranzverzális elmozdulások fekvése egészen közönbös, s ez elmozdulások lehetnek nem egyazon síkban fekvők is; hogy azonban a másodikban történendőket meghatározhassuk, helyén való, hogy minden elmozdulást a négyszög oldalaival párhuzamos összetevőkre bontsuk szét; és mivel a hajlítással szemben való ellenállás a

hosszabbik oldal irányában nagyobb, ez az összetevő gyorsabban fog tovaterjedni, mint a másik, minélfogva a tranzverzális és egymásra merőleges hullámoknak két rendszere képződik. Ez az eset hasonló ahhoz, melyben a természetes fény egy nyalábja mészpátba hatolván, egymásra merőlegesen sarkított és különböző sebességgel terjedő két nyalábra szakad.

A hengeres pálcza, ha a négyszög egyik oldalával párhuzamosan rezeg, megfelel annak az esetnek, melyben a sarkított fény a kristály főmetszetével párhuzamos vagy erre merőleges sarkítási síkkal esik a mészpátra s ennélfogva csak egy képet ad. Ha pedig a hengeres pálcza egy síkban, de a négyszög két oldala közé eső irányban rezeg, ez megfelel azon esetnek, midőn a beeső fény sarkításának síkja a mészpát főmetszetéhez ferdén hajlik. Változó hajlással változik a derékszögű pálczában az összetevők intenzitása is, és pedig ha OV (605. ábra) tünteti elő a tranzverzális v sebességet valamely adott pillanatban, összetevőit



605. ábra. Két pálcza összekapcsolása.

$$OA = v \cos a \quad \text{és} \quad OB = v \sin a$$

tünteti elő. És ha I-vel jelöljük a v sebességnek megfelelő eleven erőt, az összetevőknek megfelelő eleven erők:

$$I \cos^2 a \quad \text{és} \quad I \sin^2 a.$$

Ha eme kifejezéseket összehasonlítjuk azokkal, melyek a sarkított fénynek a mészpáttól ketté hasított sugarának intenzitását fejezik ki (**281**), észre fogjuk venni, hogy mechanikai példánk Malus törvényét követi s ennélfogva értelmezi is.

283. A sarkításnak ez az elmélete annyira tökéletes, hogy a belőle folyó összes következményeket a tények mindig megerősítik. A következőkben le fogjuk belőle származtatni az úgy-

nevezett **színes** v. **chromatikus sarkítás** tüneményeit, melyeket Arago fedezett föl és Fresnel teljesen megmagyarázott.

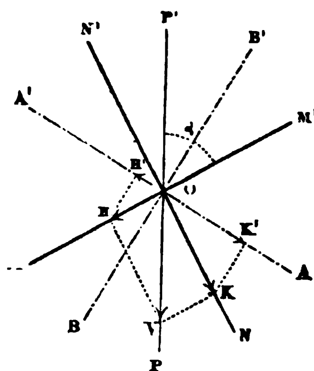
E tünemények ama pompás színekből állanak, melyeket megfigyelhetünk, midőn sarkított napfényt kettőstörő vékony lemezen vezetünk át s azután elemzővel fogunk fel.

Először is tegyük fel, hogy a kettőstörő lemez egytengelyű kristályból a tengelylyel párhuzamosan van kimetszve és L-ben (606. ábra) a P sarkító nicol és az A elemző nicol közé párhuzamos sugarak nyalábjára merőlegesen van elhelyezve.

Ezután tüntessen elő a 607. ábra egy, a lemezzel párhuzamos síkot és ebben a síkban legyen PP' a sarkító nicol főmetszete, mely nicolból a fény PP' irányban rezegve fog kilépni. Adott pillanatban OV tüntesse elő a rezgés sebességét a lemezbe való belépésekor, a melynek optikai tengelye legyen MM'. Az OV sebesség a lemezbe lépvén, két egymásra merőleges összetevőre bomlik, és pedig OH az MM'-mel párhuzamos és OK



606. ábra. Chromatikus sarkítás.



607. ábra. Chromatikus sarkítás.

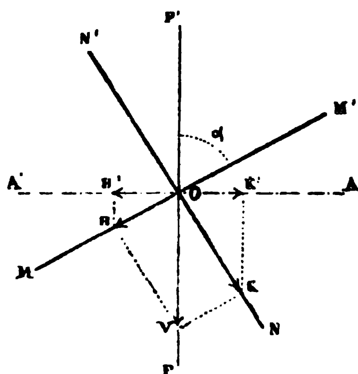
merőleges sebességre; ezek két rezgő mozgást létesítenek, melyek a kettőstörő lemezben különböző sebességgel fognak terjedni és ennélfogva bizonyos fáziskülönbséggel fognak kilépni; de nem interferálhatnak, mert egymásra merőlegesek.

E két mozgás az elemző nicolba érkezik, melynek főmetszete AA', és mindegyikük két részre bomlik: egy AA' mentén rezgőre, és egy másikra, mely a merőleges BB' irányban rezeg. AA' mentén tehát az interferencziára képes két rezgés tevődik össze, és az eredő rezgő mozgás mint rendkívüli nyaláb egyedül

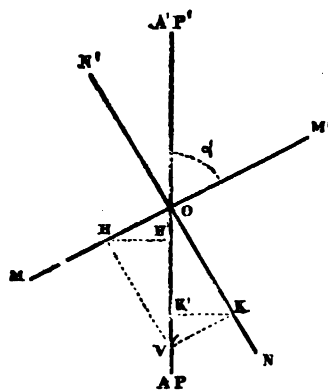
fog az elemző nicolból kilépni, mert a másikat, melynek összetevői *BB'* mentén rezegnek, a kanadabalzsam oldalvást téríti.

284. Egyszínű fény használatát feltételezve tekintsük a különböző eseteket.

1. Ha a két nicol kereszteződik (608. ábra), a lemez nélkül semmi fényt sem eresztenek át. Ha olyan lemezt teszünk közbe, mely az egyik mozgást a másikkal szemben egy egész hullámhoszszal késlelteti meg, a két sebesség a kilépéskor ugyanabban az *OH* : *OK* viszonyban fog lenni, a melyben a belépéskor volt, és ennélfogva az *AA'* irányban való *OH'* és *OK'* összetevőik mindig egyenlők és ellenkezőek fognak lenni, minélfogva a mező sötét marad.



608. ábra. Kereszteződő nicol.



609. ábra. Párhuzamos főmetszet.

Ha azonban a lemez vastagsága félhullámhossznyi késedelmet létesít, a két mozgás ellenkező fázissal lép ki a lemezből, vagyis míg az egyiknek sebessége *OH*, a másiké *KO*, és eme sebességeknek *AA'* mentén való összetevői egyenlők és összevágók. Ha tehát ilyetén lemezt teszünk közbe, a fénynek ismét elő kell tünnie, ha csak a lemez *MM'* tengelye nem párhuzamos a *PP'* főmetszettel vagy erre nem

merőleges; és ha a lemezt saját síkjában forgatjuk, a fény intenzitása zérusról bizonyos maximumra fog emelkedni, míg eme két sík α szöge 0°-ról 45°-ra vagy szintén 90°-ról 45°-ra megy át.

Ha a lemez vastagsága eme két vastagság közé esik, a fény ugyanazon változásoknak van alávetve, de kevésbbé intenziv fog lenni.

2. A két nicolnak PP' és AA' főmetszete (609. ábra) legyen egymással párhuzamos, a második tehát ereszsze át az elsőtől kapott egész fényt. A megelőzőkhöz hasonló megfontolások révén könnyű levezetni, hogy az olyan lemez, mely egy egész hullámhossznyi útkülönbséget létesit, bárminő legyen is a fekvése, a fényt nem szakítja meg, és hogy egy félhullámhosszt létesítő lemez átereszti az egész fényt, midőn MM' tengelye és a PP' főmetszet közötti α szög zérus vagy 90°, és visszatartja, midőn $\alpha = 45°$.

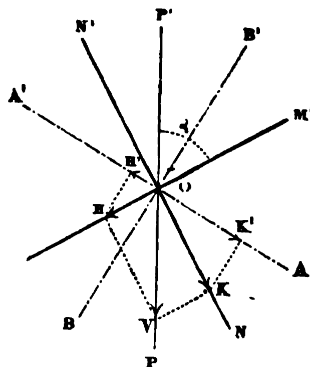
Egészben véve a jelen esetben a rendszertől átbocsátott fény épen kiegészítője a megelőző esetben átbocsátottnak, úgy, hogy a két esetben átbocsátott intenzitások összege α-nak egy adott értékére nézve egyenlő a lemezre eső intenzitással.

3. Ha a két nicol közé nem sík lapú lemezt, hanem egy kettőstörő testből való síkhomorú lencsét helyezünk, mely akként van csíszolva, hogy optikai tengelye merőleges legyen a kristály tengelyére, váltakozva világos és sötét gyűrűket fogunk megfigyelni, melyek megfelelnek a különböző lemez-vastagságoknak, melyek egész számú hullámhosszakkal vagy páratlan számú félhullámhosszakkal járnak, és ezek a gyűrűk mindenben hasonlók a NEWTON-félékhez (197). Keresztezett nicolokkal a tünemény megfelel a visszavert fényben látott gyűrűknek, párhuzamosakkal pedig az áteresztett fényben látottaknak.

4. Eme síkhomorú lencse MM' kristálytani tengelye (610. ábra) és a sarkító PP' főmetszete közötti α szög állandóan 45° legyen. Ha ekkor az elemzőt forgatjuk, a gyűrűk a legfényesebbekké válnak mindannyiszor, midőn az AA' és PP' főmet-

szetek párhuzamosak vagy merőlegesek; és egyenletes világítást hagyva eltünnek, midőn a főmetszet a kettőstörő lemez MM' és NN' rezgéssíkjainak egyike fölött megy át.

5. Megváltoztatván az egyszínű fényt, megváltozik a terjedésnek lemezben való két sebessége is, és ennélfogva egészen mások a vastagságok, melyek egy adott fáziskülönbséget idéznek elő; innét könnyű előre látni, hogy mi fog történni, ha az egyszínű fény helyett összetett nappali fényt használunk. Egy kettőstörő lemez színesnek fog látszani azért, mert egyes sugarak különböző esetekben interferenczia révén eltünnek, s azok szerint, miket a 2. esetet tárgyalva mondottunk, azok a színek, melyeket adott lemezzel és kristálytani tengelyének adott állásában keresztezett nicolokkal figyelünk meg, mindig kiegészítői a párhuzamos nicolokkal látott színeknek.



610. ábra. Állandó szög esete.

Világos tehát, hogy ha elemzőnek nicol helyett mészpát-hasábot használunk, a beeső nyaláb keresztmetszetéhez képest két külön vagy egymást részben elfödő képet nyerünk. A két kép kiegészítő lévén, a mezőnek az a része, melyben egymást elfedik, fehérnek fog látszani.

6. Nem egyenletes vastagságú lemez különböző pontjaiban más meg más színeket fog mutatni, úgy, hogy ha egy kettőstörő lemezt bizonyos előre kitűzött helyeken mesterségesen kivékonyítunk, természetes fényben láthatatlan virágok rajzait szerkeszthetjük meg, melyek azonban sarkító és elemző közé téve a legélénkebb színeket veszik fel. Könnyű hasíthatósága miatt e szép kisérletre legalkalmasabb a kristályos gipsz, mely nem egytengelyű ugyan, de azért szintén szétbontja (**266**) a rezgő moz-

18*

gásokat egymásra merőleges két összetevőre és van egy, a hasadási síkokra merőleges síkja, mely egészen úgy viseli magát, mint az egytengelyű kristályok főmetszete.

285. Mindezek a tünemények előadásokban vetíthetők, ha a sarkító nicol helyett a napállító tükrét használjuk, melynek e czélból fekete üvegből kell lennie, hogy a déli órákban a fényt eléggé sarkítsa (272). A nyalábot egy vagy két lencsével összefogjuk és az elemző nicolt a rendszer gyujtósíkjában helyezzük el, a kettőstörő lemezt pedig igen közel teszszük a nicol azon lapja elé, melyre a fény beesik. A kilépő fényt némi távolságban elhelyezett fehér ernyőn fogjuk fel. Ez a berendezés igen jól használható a mindjárt leirandó tünemények vetítésére is.

286. Ha a fény valamely egytengelyű kristálynak a **tengelyre merőleges lemezére** merőlegesen esik, egyazon sebességgel terjed tovább, bármilyen legyen is a rezgések iránya (281), és ennélfogva a lemez semmi látható hatást sem létesit, midőn egy sarkító és elemző közé van téve és a tengelyével párhuzamos sugarak terjednek benne. De ha a reája eső fény



611. ábra. Sötét kereszt.

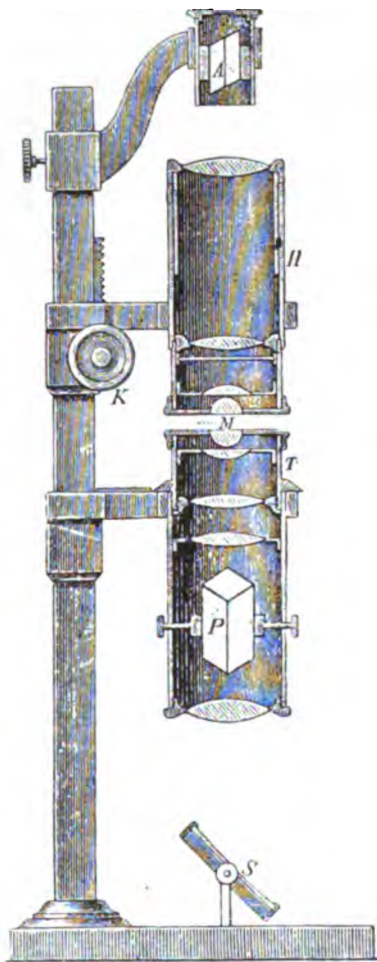


612. ábra. Világos kereszt.

összehajló nyalábot alkot, sötét kereszttől átmetszett gyűrűk rendszere (611. ábra) tűnik elő, ha a sarkító és az elemző főmetszete kereszteződik, és a kiegészítő rendszert (612. ábra látjuk, ha a főmetszetek párhuzamosak. Nappali fehér fényben a gyűrűk, mi-

ként a Newton-félék, szivárványszínűek, de a kereszt fekete az egyik esetben (III. Tábla, *1*) és fehér a másikban (III. Tábla, *2*).

E tünemény megfigyelésének legegyszerűbb módja abban áll, hogy a kettőstörő lemezt a turmalin-csiptetőbe (277) szorítjuk s közvetetlenül szemünk elé tartjuk, csakhogy a turmalin maga is színes lévén, a színek módosulást szenvednek. Ezenkívül figyelembe veendő még, hogy a gyűrűk annál szélesebbek, mentül vékonyabb a lemez és mentül kisebb a rendes és rendkívüli törésmutatója közötti különbség, minélfogva a jég, az apofillit, a nikkelszulfát stb. vékony lemezei oly nagy gyűrűket adnak, hogy a szem át nem tekintheti, ha turmalin-csiptetőt használunk. Ily esetben jó szolgálatot tesz a Nörremberg-féle sarkító készülék, melyet Lang mintája szerint a 613. ábra tüntet elő. Az *S* tükörről visszavert sugarak egy lencsén át a *P* sarkító nicolra esnek, s négy más lencsén át, melyek közül az utolsó félgömb, az *M* kettőstörő lemezre hajolnak össze. Innét nagyon széthajolva lépnének ki, de a felső *H* dioptrikai rendszer enyhe összehajlásra téríti őket, a melylyel



613. ábra. Nörremberg-féle sarkító készülék

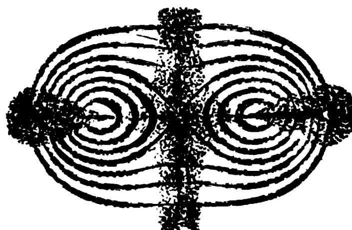
az *A* elemző nicolon mennek át, mielőtt a szembe jutnának.

287. Hogy a színes gyűrűkről és az őket átmetsző keresztről számot adjunk, előrebocsátjuk, hogy a kristálytani tengelyre merőleges lemezt fénykúp járja át s ennélfogva különböző hajlású sugarak mennek rajta keresztül. Abban a mértékben, melyben a beeső sugár hajlása növekszik, növekszik a fáziskülönbség is, melylyel a rendes és a rendkívüli sugár kilép, és pedig növekszik két oknál fogva: először mert nagyobb a terjedési sebességöknek különbsége, másodszor, mert hosszabb úton járják át a kettőstörő anyagot. Azokban a pontokban, hol az egyik sugár fázisa a másikét páratlan számú félhullámhoszszakkal előzi meg, sötétség keletkezik; és ellenkezőleg, hol a fáziskülönbség a hullámhossz egész számú többese, legnagyobb fényerősség van. Ezt tekintve tehát a tünemény feltételei hasonlók a kristálytani tengelylyel párhuzamos síkhomorú lencse tüneményeihez, melyeket a **284.** pontban (3.) alatt tárgyaltunk, mely módon a gyűrűk keletkezését nem nehéz megérteni.

A mi pedig az őket átmetsző keresztet illeti, tekintsük azt az esetet, melyben a két turmalin egymásra merőleges, és gondoljuk meg, hogy azok a beeső sugarak, melyek vagy a sarkítónak, vagy az elemzőnek főmetszetében feküsznek, a kristályban olyan sugarakat hoznak létre, melyeknek rezgései eme síkok egyikéhez vagy másikához párhuzamosak; és ennélfogva, ha az egyik turmalin át is ereszti őket, a másik szükségképen visszatartja. Következőleg a fény ezen a két merőleges síkon nem mehet át és fekete keresztet fogunk látni.

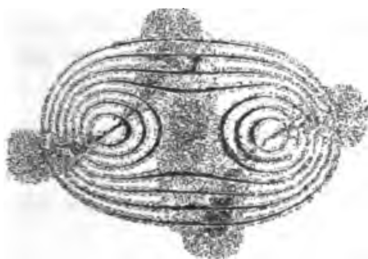
288. A **kéttengelyű kristályok,** melyek a tengelyeiktől bezárt hegyes szög felező vonalára merőlegesen vannak kimetszve és a keresztezett turmalinok közé vannak téve, mindegyik tengely körül bizonyos számú világos és sötét oválist tüntetnek elő, melyek kiszélesedve, végre a nyolczas alakját

veszik fel s ezután hosszúdad görbékké fajulnak el, melyek mind a két tengelyt körülfogják; a görbéknek ezt a rendszerét sötét seprők metszik át. Midőn a két tengely síkja összeesik a turmalinok egyikének főmetszetével, e seprők keresztet alkotnak,

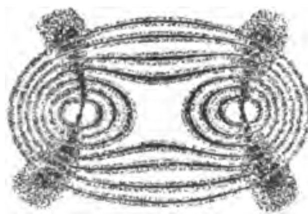


614. ábra. Seprők alkotta kereszt.

miként a 614. ábra (III. Tábla, *3*) mutatja. Ha a lemezt saját síkjában forgatjuk, a gyűrűk is forognak, de alakjukat nem változtatják, a seprők azonban a tengelyeken átmenő két hiperbola-ággá alakulnak át. A 615. ábra a seprőket abban az esetben mutatja,



615. ábra. Kevéssel kimozdított seprő.



616. ábra. Jobban elmozdított seprők.

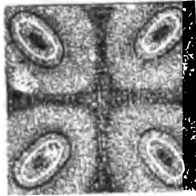
midőn a lemezt első állásából igen kevéssé kimozdítjuk, a 616. ábra pedig abban az esetben, midőn a két tengely síkja 45° alatt van a turmalinok főmetszeteire (III. Tábla, *4*).

Ha a turmalinok nem kereszteződnek, hanem párhuzamosak, a seprők világosakká válnak és a gyűrűk az előbbeni színek kiegeszítő színeit veszik fel.

Ezen alakok ugyanazon alapelvekkel magyarázhatók, melyeket az egytengelyű kristályokra alkalmazhatunk, de részletes tárgyalásuk sokkal bonyolódottabb, semhogy itt előterjeszthetnők.

289. Mindazonáltal nem hallgathatjuk el, hogy a rendszerint egyszerűen törő anyagok kettőstörőekké válhatnak, ha szerkezetük bármely oknál fogva megváltozik.

Csavaros csiptetővel összeszorított üveg két keresztezett nicol mezejét világossá teszi, úgyszintén egy üveglécz is, melyet hajlítunk vagy megrezdítünk. A szívós folyadékok is, mint például a kanada-balzsam, sötét nicolok között keverve, világosságot idéznek elő. Az üveg kettőstörővé válhatik, ha némileg magas hőfokra hevítjük s ezután hirtelen lehűtjük. Így például a 617. ábra azt a képet tárja elénk, melyet egy hirtelen hűtött üvegkoczka mutat, ha keresztezett nicolok közé akként helyezzük, hogy lapjai párhuzamosak legyenek a nicolok főmetszeteivel.



617. ábra. Üvegkoczka képe.

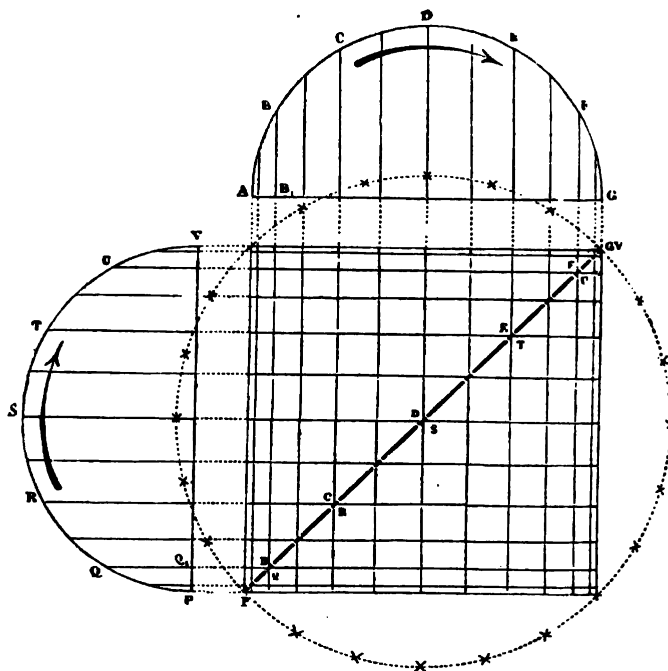
Az elektromozás is gerjeszthet kettőstörést a rendszerint izotrop szilárd testekben és folyadékokban.

Mindezek a tények igen fontosak, mert arról tanuskodnak, hogy a fényt terjesztő éter a különböző testekben sűrűségét vagy rugalmasságát változtatja, ha a súlyos anyag szerkezete bármi módon megváltozik.

290. A természetes fényen kívül és azon a sarkított fényen kívül, melynek tulajdonságaival eleddig megismerkedtünk, vannak a fénynek még olyan nemei is, melyek oda utalnak, hogy az éter tranzverzális rezgései elipszismentiek vagy körmentiek, és ennélfogva a sarkításnak különböző nemeit különböztethetjük meg: egyenes vonalú sarkítást, melyet mostanáig tanulmányoztunk, elipszisben való sarkítást és körben való sarkítást.

Az a monochromatikus fény, mely a **284.** pontbeli kisér-

letekben a sarkító nicolon s ezután a tengelylyel párhuzamos kettőstörő lemezen ment át, csak abban az egy esetben van egyenes vonalban sarkítva, midőn a lemez tengelye a nicol főmetszetével párhuzamos vagy erre merőleges; és valóban, ha a fényt elemezzük, ez esetben a két maximális intenzitást és a teljes sötétségnek két azimutját az elemzőnek egy egész fordu-

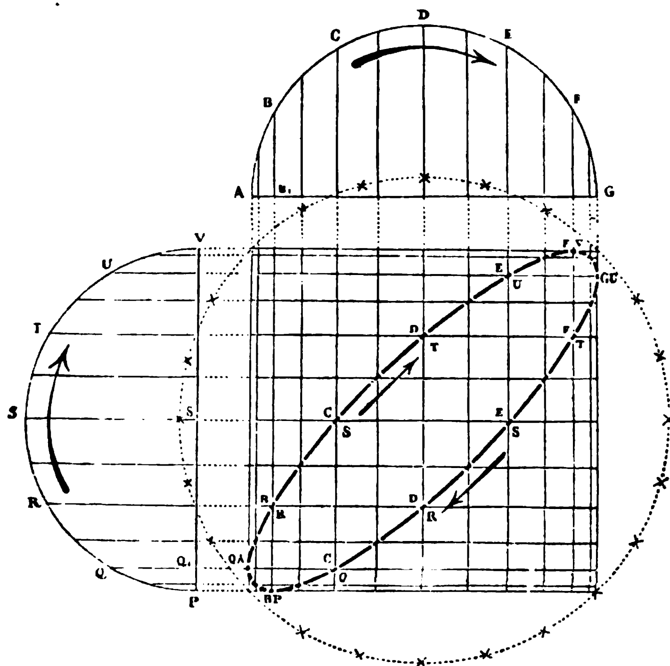


618. ábra. Egyenes vonalú sarkítás.

lata révén nyerjük. De a többi esetben a lemezből kilépő fény elipszisben vagy körben van sarkítva.

A dolog magyarázatára az a feltevés van elfogadva, hogy minden monochromatikus fény egyszerű rezgő mozgásnak (I, **24**) tulajdonítandó (**189**). Mi pedig első sorban felteszszük, hogy a kristálylemezből kilépő két egymásra merőleges rezgésnek egyazon tágassága van, s hogy az egyik az AG irányban

(618. ábra), a másik pedig a *PV* irányban megy végbe, úgy, hogy például az elsőt akként nyerjük, hogy egy pontot képzelünk, mely az *ABC*... körön egyenletesen kering és e pontból az *AG* átmérőre merőlegeseket emelünk. A kör az ábrában 24 egyenlő részre van osztva, és így a minden huszonnegyed-rezgés végén elfoglalt helyzeteket e merőlegesek talppontja határozza meg.

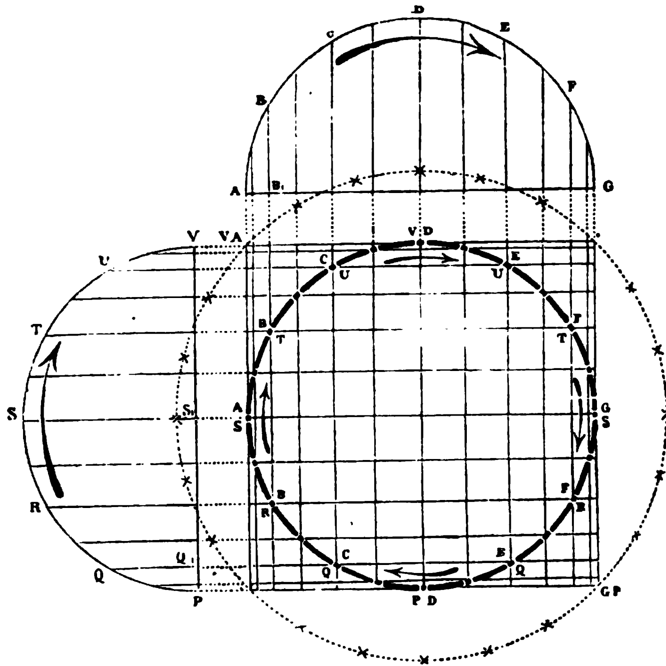


619. ábra. Ellipszisszerű sarkítás.

1. Ha a lemez átfutásakor a mozgások egyike a másikát egész számú rezgésekkel előzi meg (**284,** (1)), kilépéskor mind a kettő ugyanazon fázisban van, melyben belépéskor volt; míg tehát az egyik az étert *A*-ból B_1-be mozdítaná, addig a másik *P*-ből Q_1-be mozdítaná, együttesen hatva pedig a kicsiny mozgások összetételének elvénél fogva azon négyzet [*AP, GV*] át-

szögellője mentén fogják elmozdítani, melyet a két összetevő mozgás tágasságát előtüntető átmérőkkel szerkesztünk. Ily esetben az összetevőkből egyszerű egyenes vonalú rezgő mozgás származik, melynek ugyanaz a tartama van, de a melynek tágasságát eme négyzet átszögellője adja.

2. Ha azonban a lemez olyan vastag, hogy a belőle kilépő, *AG*-vel párhuzamos mozgás a *PV*-vel párhuzamoshoz képest



620. ábra. Körös sarkítás.

$^1/_{12}$ rezgésnyi késedelemben van, az eredő mozgás ellipszismenti fog lenni, miként világosan kitűnik, ha a 619. ábrában előtüntetett szerkesztést követjük.

3. Ha a fázis-különbség még nagyobb, az ellipszis szélesebbé válik, míg végre egy negyed-rezgésnyi különbségre, vagyis arra az esetre, hogy az első mozgás a másodikhoz képest

egy negyed-hullámot késik, az eredő mozgás körmentivé válik és az óramutatók mozgásának irányában megy végbe, miként a 620. ábrán látni. Ha azután a fáziskülönbség még inkább nő, a kör ellipszissé alakul át, melynek nagytengelye a [*VA*, *GP*] átszögellőre esik; és ez az ellipszis folytonosan keskenyebbé válva, $^1/_2\ \lambda$ különbségre ebbe az átszögellőbe magába megy át. Még tovább növekedő fáziskülönbségre az egyenes újra kinyílik és ellipszisbe megy át, melyet azonban az eredő mozgás az óramutatók járásával ellenkezőleg fut be; és a mozgás újra körmentivé, de ellenkező járásúvá válik, midőn az *AG* összetevő $^3/_4\ \lambda$-val késik *PV*-hez képest, úgy, hogy az első mozgás épen akkor indul ki *A*-ból *G* felé, midőn a második S_1-ből *P* felé kezd leszállani.

291. Hogy tehát **körös sarkítás** keletkezzék, kell, hogy a kettőstörő lemez $^1/_4\ \lambda$, vagy szintén $^3/_4\ \lambda$, vagy általában a negyedhullámhossz páratlan többeseivel egyenlő különbséget létesítsen. És világos, hogy a lemez vastagságának a különböző monochromatikus fényre nézve más meg másnak kell lennie. Rendszerint azonban 0,0032 cm vastagságú csillámlemezt használunk, mely a napszínkép legintenzivebb sugaraira nézve ilyetén különbséget létesít. Ezt **negyedhullámos csillámnak** nevezzük, és két üveglemez közé zárva parafakorongba illesztjük, a melyen egy nyíl a kristálytani tengely irányát jelöli meg. Igaz ugyan, hogy a vörös sugarakra nézve a különbség valamennyivel nagyobb, az ibolyaszínűekre pedig kisebb, úgy, hogy a fehér fényt ezzel az eszközzel nem lehet teljesen körben sarkítani, de elegendő arra, hogy vele kellő megközelítéssel megmutassuk a **körben sarkított fény tulajdonságait.**

A csillám tengelyét 45° alatt állítjuk be a sarkító főmetszetére, és a mondottak szerint (**290,** (3)) az ebből a rendszerből kilépő fény körben sarkított fog lenni. Valóban, bárminő legyen is az elemző nicol fekvése, nem fogunk semmi intenzitásbeli különbséget észrevenni, mintha csak természetes fénynyel volna

dolgunk. De azért ettől mégis feltünően megkülönböztethető, mert ha az elemző elé egy második negyedhullámos csillámot az elsővel párhuzamosan teszünk, úgy, hogy a két késedelem összegeződés révén egy félhullámhosszra rúg: a rezgések egyenes vonalúakká válnak, és ha az elemző nicolt forgatjuk, a két csillámból kilépő fényben az egyenes vonalú sarkítás minden tulajdonságát felismerjük.

Ha ellenben természetes fényt vezetünk át egy a tengelylyel párhuzamos lemezen, jól tudjuk, hogy a sarkításnak semmi nyomát sem figyelhetjük meg.

292. Az **ellipszisben sarkított fény tulajdonságai** első látszatra megegyeznek a részben sarkított fény (**272**) tulajdonságaival, mert az elemző egy fordulatára az intenzitás két maximumát és két minimumát figyeljük meg a nélkül, hogy valamikor teljes sötétség következnék be.

De azért itt is nagy a különbség, miként ezt sokféle módon kimutathatjuk, melyek közül a legkönnyebben megérthetőt fogjuk előterjeszteni. Ha az elemző elé egy negyedhullámos csillámot oly módon teszünk, hogy tengelye 45°-ot zárjon be azzal az azimuttal, melynek a maximális intenzitás felel meg, világos, hogy a midőn részben sarkított fénynyel van dolgunk, az egyenes vonalban sarkított rész körben sarkított fényt fog nemzeni, mely a maradék természetes fénynyel keverődve, semmi nevezetes azimutot sem fog mutatni, és bármiként forgatjuk is az elemzőt, többé semmiféle intenzitás-változást sem fogunk megfigyelni. Ha ellenben ellipszisben sarkított fénynyel van dolgunk, a csillám nem fog egyéb hatást előidézni, mint hogy az ellipszis alakját és fekvését megváltoztatja, és ennélfogva az elemzőnek mindig olyan két helyzete fog lenni, mely két maximális intenzitásnak felel meg.

Nem terjeszkedhetünk itt ki a különböző módszerekre, melyek segítségével kimutatható, vajjon az ellipszismenti mozgás jobbra vagy balra járó-e, és hogy mekkora az ellipszis két

tengelyének viszonya: elég ha tudjuk, hogy ez a meghatározás is lehetséges. Inkább szabatosabban fogjuk kifejezni a **természetes fény szerkezetére** vonatkozó felfogásunkat (**280**).

A természetes fény, mely vékony mészpátlemezen megy át, úgy, hogy a rendes sugarak a rendkívüliekkel keverődve maradnak, kilépéskor mindazokkal a tulajdonságokkal rendelkezik, melyekkel belépéskor fel volt ruházva; mondhatjuk tehát, hogy természetes fény marad. Másrészt tudjuk, hogy bárminő időszakos mozgás a mészpátban két egyenes vonalú, egymásra merőleges rezgő mozgásra bomlik fel és ezek a kilépés alkalmával újra összetevődvén, az eredő hullám felületén általában véve ellipszismenti mozgást fognak nemzeni, ide számítva a körnek és az egyenesnek két szélső esetét is; és az ellipszis, legalább midőn a két összetevő mozgás nem marad meg változatlanul egyazon fázisban, lassanként minden lehető alakot felvesz (**220**). Fizeau kisérleteiből (**199**) kiderült ugyan, hogy valamely fényforrás igen szabályosan vihet végbe több ezernyi egymásra következő rezgést, de nem hihető, hogy néhányszori fázisváltozás nélkül végbevihessen mintegy ötven billiónyit, hogy kiteljék az a tizedmásodpercz, a melyre a képeknek retinánkon szükségök van.

Ily módon arra jutunk, hogy a természetes fényt tranzverzális mozgásokból állónak képzeljük el, mely mozgásoknak ellipszis-pályájuk van, mely minden lehető módon, másodperczenként számtalanszor, szabálytalanul változik.

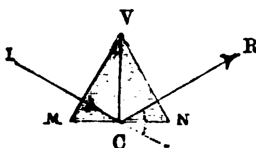
293. Ellenben az ellipszisben sarkított fényre nézve fel kell tennünk, hogy az éterrészecskék a hullámfelületen nagyság és fekvés szerint meghatározott ellipsziseket futnak be, melyek egymással mind egyenlők s egyazon időben iratnak le.

Most a **teljes visszaverődéssel (59) előidézett ellipszises sarkítás**ról fogunk szólani, és bevezetőül ismételve felemlítjük, hogy a természetes fény levegőből üvegre vagy vizre érkezvén, egy visszavert és egy megtört nyalábra oszlik, mely

nyalábokban egyenlő mennyiségű sarkított fény van, de az elsőben a rezgések merőlegesek a beesés síkjára, míg a másodikra nézve e síkban benne feküsznek (274).

Midőn a megtört nyaláb nem jön létre, FRESNEL azt a megfigyelést tette, hogy a természetes fény, az első közegtől teljesen visszaveretvén, nincsen sarkítva. Később fölfedezte, hogy ha a beeső fény már egyenes vonalban van sarkítva, teljes visszaverődés révén általában véve ellipszisben sarkított fénynyé válik.

Ezt az átalakulást a következőképen magyarázta. Az *IC* beeső sugár (621. ábra), mely egyenesben van sarkítva, *C*-be a határszögnél (58) nagyobb szög alatt érkezvén, egymásra merőlegesen sarkított két részre bomlik, a melyek visszaverődés révén fázisváltozásban részesülnek, mely különböző a szerint, a



621. ábra. Fresnel magyarázata.

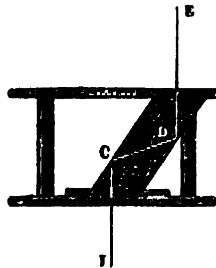
mint az *ICR* visszaverődési síkra merőlegesen vagy vele párhuzamosan rezegnek. Eme két rész összetevődvén, az ellipszisben sarkított *CR* sugár létesül; a két rész intenzitásának viszonya a visszaverődés *VCR* síkjtól és a beeső *IC* sugár sarkításának síkjától bezárt a szögtől függ. Az $a = 45°$ azimutra nézve a két rész egyenlő.

Fáziskülönbségük az anyagtól és az *ICV* beesési szögtől függ. Egy bizonyos fajtájú saint-gobain-i üvegre nézve FRESNEL azt találta, hogy a különbség legnagyobb, midőn a beesés szöge 50° 30′, mely esetben $^1/_8$ hullámhosszra rúg.

E szerint az egyenes vonalban sarkított fénynek, ha ezen szög alatt egymásután két teljes visszaverődés éri és ha az azimut $a = 45°$, körben sarkított fénynyé kell átalakulnia.

A **Fresnel-féle parallelepipéd**del, melyet átmetszetben a

622. ábra tüntet elő, tényleg létrehozhatjuk a körös sarkítást, bármekkora legyen is a beeső fény hullámhossza; ez oknál fogva ez az eszköz tökéletesebb a negyedhullámos csillámnál (291). Az *IC* beeső sugárnak, mely merőlegesen esik a parallelepipéd alapjára, az *ICDE* síkra 45° alatt hajló síkban kell sarkítva lennie, és ekkor minden visszaverődéskor merőleges összetevőinek ugyanaz az intenzitása fog lenni és az egyik a másikat $^{1}/_{8}\lambda$-val előzi meg, úgy, hogy a *DE* kilépő körben lesz sarkított, miről az ismert módokon győződhetünk meg, vagy pedig oly módon, hogy a parallelepipédre egy másik, vele azonosat és egyenlő fekvésüt helyezünk, a mikor is négy visszaverődés révén a fáziskülönbség $^{4}/_{8}\lambda = {}^{1}/_{2}\lambda$, és a kilépő fény egyenes vonalban sarkított.



622. ábra. Fresnel-féle parallelepipéd.

294. A fémes visszaverődés egy másik módja az ellipszisben való sarkítás előidézésének, mert itt is, adott azimutban egyenes vonalban sarkított beeső fényre nézve, a visszavert fénynek két összetevője, mely egymásra merőleges síkokban van sarkítva, fáziskülönbséget tüntet elő.

Az eredő ellipszis alakja és fekvése ezen különbségtől, úgy szintén ezen összetevők intenzitásának viszonyától függ.

Ha az a azimutot, vagyis a sarkítás síkja és a beesés síkja közötti szöget változatlanul megtartjuk, és a sugárnak a fémi felülethez való hajlását változtatjuk, a visszavert nyalábot pedig nicollal elemezzük, azt találjuk, hogy sarkítása kisebb-nagyobb mértékben közeledik az egyenes vonalúhoz vagy a körben valóhoz; megállapodás szerint a *főbeesési szög*nek azt az *I* beesési szöget nevezzük, melyre nézve a visszavert sugár, átmenvén az elemzőn, a legcsekélyebb intenzitásbeli változásoknak van alávetve, vagyis körben sarkított sugarakhoz a leghasonlóbb. Mivel továbbá a főbeesésre nézve a fáziskülönbség

$^1/_4\,\lambda$, a sarkítás egészen pontosan körössé válik, midőn a két összetevő intenzitása egyenlő. A valóságban ez nem következik be 45°-ú, hanem valamely, a különböző fémek szerint változó *A* azimutnál.

Körös sarkítás fémes visszaverődés révén.

Fém	Főbeesés *I*	Azimut *A*
Higany	78°	26°
Aczél	75	17
Ezüst	73	40
Tükörötvény	76	21

295. A **265.** pontban a kvarczot az egytengelyű pozitiv kristályok közé soroztuk; és valóban, a rendes sugarak hullámfelülete gömb, mely érintés nélkül magába zárja a rendkívüli sugarak hullámfelületét, mely hosszúdad forgási ellipszoid. De itt megjegyezzük, hogy a rendes és a rèndkívüli sugarak sarkítása a kvarcz belsejében nem egyenes vonalú, kivéve azt az esetet, midőn a tengelyre merőlegesen terjednek; minden más irányban a két fénysugár ellenkező forgású ellipszisekben sarkított, és midőn a terjedés iránya a tengely, körben sakított.

A kérdést egész általánosságban nem tárgyalhatjuk ugyan, de figyelembe fogjuk venni azokat az igen fontos tüneményeket, melyeket a kvarcz tár elénk, midőn tengelyével párhuzamos nyaláb járja át, és melyeket Fresnel épen azzal a feltevéssel magyarázott, hogy a kvarczban a tengely mentén két ellenkező forgású körös sarkítású sugár különböző sebességgel terjed.

E tünemények **forgató sarkítás**nak neveztetnek.

Nicolból kilépő, tehát egyenes vonalban sarkított egyszerű fényt egy második nicollal fogunk fel, s ezt úgy állítjuk, hogy a sugarat kioltsa; ezután a keresztezett nicolok közé néhány milliméter vastagságú kvarczlemezt teszünk, melynek lapjai merőlegesek a tengelyre. A fény előtünik, de újra kiolható, ha az elemző nicolt bizonyos szöggel forgatjuk. A kvarczból kilépő

fény tehát sarkított marad, de sarkításának síkja bizonyos szöggel elfordult. Némely kvarczkristályra nézve a mező akkor válik újra sötétté, ha az elemzőt az óramutató irányában forgatjuk, és ezeket a kristályokat *jobbra forgatóknak* nevezzük; másokra nézve a forgatás ellenkező: ezeket *balra forgatóknak* mondjuk.

A szög, melylyel a sarkítás síkja elfordul, arányos a kvarczlemez vastagságával, és két ellenkező forgatású kvarczra nézve abszolut érték szerint ugyanakkora, úgy, hogy ha a keresztezett nicolok közé két egyenlő vastagságú lemezt, egy jobbra forgatót és egy balra forgatót teszünk, a mező sötét marad.

296. A sarkítás síkjának forgása a különböző sugarakra nézve a vöröstől az ibolyaszín felé növekszik; a következő táblázatban a különböző FRAUNHOFER-vonalaknak megfelelő sugarakra nézve össze vannak állítva azok a forgatások, melyeket 1 mm vastagságú kvarczlemez létesít.

Sugarak	Forgatások BROCH szerint θ	$\theta\lambda^2$
B	15° 18′	7221
C	17° 15′	7420
D	21° 40′	7519
E	27° 28′	7626
F	32° 30′	7680
G	42° 12′	7828

BIOT azt a törvényt állította fel, hogy a forgatások fordított viszonyban vannak a hullámhossz négyzetével, de a táblázat utolsó oszlopában levő számok, melyek e két mennyiség szorozmányával arányosak, azt mutatják, hogy a törvény csak megközelítő.

Ha monochromatikus fény helyett a sarkító nicolra fehér fényt bocsátunk, a különböző egyszerű színek sarkításának síkjai a kvarczon át más meg más elfordulásban részesülnek; ha tehát a kilépő nyalábot egy második nicol segítségével vizsgáljuk, ez minden állásában egy-egy színt kiolt, a többi pedig kisebb-

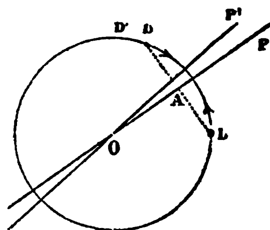
nagyobb intenzitással keresztül megy, minélfogva a kvarcz színesnek fog látszani, és színt változtat, ha az elemző nicolt forgatjuk.

A legjobb eszköz annak kipróbálására, hogy mely sugarak nincsenek meg a kilépő fényben, a spektroszkóp: a színképben egy sötét nyalábot fogunk látni, mely az elemző nicol forgatásakor fokozatosan elmozdul.

Ha eme nicol helyett achromatikus kettőstörő hasábot (**276**) használunk, kiegészítő színű két képet kapunk, mert minden egyszerű fényű nyalábnak az a része, mely a rendes képben hiányzik, szükségképen megvan a rendkívüli képben.

297. Mondottuk, hogy a kvarcz magaviselete azon feltevéssel magyarázható, hogy a tengely mentén két ellenkező körös sugár különböző sebességgel terjed. Tudjuk ugyanis (**290**, (3)), hogy a körben való sarkítás két, $^1/_4\,\lambda$ fáziskülönbségű egyenes vonalú sarkítás eredőjének tekinthető, most pedig meg fogjuk mutatni, hogy az egyenes vonalú sarkítás két ellenkező körös sarkításból összetettnek is gondolható.

Legyen D és L (623. ábra) az a két helyzet, melyet egy pont adott pillanatban elfoglalna, ha vagy jobbra forgó, vagy balra forgó körmozgásnak volna alávetve; mivel a két szögsebesség egyenlő, az OP egyenes, mely abban a pillanatban a DL ívet felezi, minden más pillanatban tovább is felezni fogja.



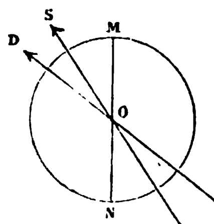
623. ábra. A kvarcz magaviselete.

Ha tehát a két körmozgás mindegyikét két összetevőre bontjuk, melyek egyike emez egyenesbe, másika pedig reá merőlegesen esik, legott látjuk, hogy az OP irányban eső részek egymással mindig egyenlők és összevágók, míg a merőlegesek egyenlők és ellenkezők, úgy, hogy az eredő mozgás az OP irányban fog végbemenni, és egyszerű rezgő mozgás (I, **24**),

melynek tágassága egyenlő a kör átmérőjének kétszeresével. Azonban *OP* fekvése a *D* és *L* helyzetek egyidejűségétől függ. Ha valamely oknál fogva a jobbra járó mozgás, mely a rajzlap síkjára merőleges irányban terjed, elkésve érkeznék meg ebbe a síkba, úgy hogy a *D'* helyzet volna egyidejű az *L* helyzettel, az ívet felező vonal nem volna többé *OP*, hanem *OP'*, és az eredő rezgő mozgás *POP'* szögmenti elmozdulással ebbe az új irányba jutna.

Hogy tehát a kvarcznak magaviseletét megmagyarázzuk, csak azt kell feltennünk, hogy az egyenes vonalú rezgések beléptkor két ellenkező körmozgásra bomlanak szét, hogy ezek különböző sebességgel terjednek és így az egyik a másikkal szemben megkésve érkezik a kilépés lapjára, és hogy itt újra összetevődve, ismét egyenes vonalú rezgésekké alakulnak át.

298. A sarkítási sík forgásának megmérésére nicolt képzeltünk alkalmazva, melynek tokjához erősített mutató egy kör osztásvonalai előtt jár; de ez az eszköz nem enged meg nagy pontosságot, mert nem vagyunk egészen biztosak annak megitélésében, hogy melyik állásban legsötétebb a mező. Az érzékenység fokozására több berendezést gondoltak ki; itt azzal fogunk foglalkozni, mely a gyakorlatban a legczélszerűbb.



624. ábra. Sarkító készülék alapja.

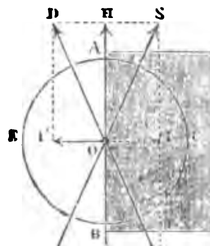
Képzeljük, hogy köralakú mezőt sarkított fény világít meg, de a sarkítás síkja ne legyen ugyanaz arra a két részre nézve, melyre az *MN* átmérő (624. ábra) a mezőt osztja. Tegyük fel, hogy a jobboldali félben az éter *OD* irányban, a baloldali félben pedig *OS* irányban rezeg.

Ha a mezőt nicollal szemléljük, vagy a jobboldali vagy a baloldali mező sötét, a szerint, a mint a főmetszete vagy *OD*-re vagy *OS*-re merőleges, és az egész mező csak akkor van

egyenletesen megvilágítva, ha a főmetszet *DOS* hegyes szög felező vonalára vagy merőleges, vagy vele párhuzamos. Tegyük fel, hogy az elemző nicol ezen állások elsejében van: ha jobbra vagy balra kevéssé elmozdítjuk, a baloldali, illetőleg a jobboldali tájék sötétté válik. A világítás egyenletességét annál kisebb elmozdulással zavarhatjuk meg, mentül hegyesebb a *DOS* szög, melyet a mező két felét megillető rezgési síkok bezárnak. Nyilvánvaló azonban, hogy ez a szög nem lehet bizonyos határon alul, mely a fény intenzitásától függ; czélszerű e határt annál szűkebbre szabni, mentül nagyobb mennyiségű fény áll rendelkezésünkre.

299. Az imént megbeszélt feltételek meg vannak valósítva több készülékben, melyek közül **Laurent polariméterét** fogjuk leírni. Ebben két nicol közé köralakú nyílással ellátott diafragma van téve; a nyílás egyik fele egy félhullámos lemezzel van fedve, azaz olyan lemezzel, mely $^1/_2\,\lambda$ fáziskülönbséget idéz elő a rajta átmenő egymásra merőleges két mozgás között. Ez rendszerint a tengelylyel párhuzamosan hasított kvarczlemez, melynek a tengelylyel szintén párhuzamos egyenes vonalú széle a nyílás egyik átmérőjével összeesik.

Legyen *ACB* (625. ábra) az a félkör, melyet az *AB* tengelyű kvarczlemez elfoglal, és legyen *OS* a sarkító nicol főmetszete, melynek mentén a rezgések a kör *AEB* szabad felében végbemennek. A kör másik felében az *OS* rezgés, a lemezen átmenvén, az *OH* és *OI* összetevőkre bomlik, melyek különböző sebességgel akként terjednek, hogy kilépéskor az egyik a másikhoz képest $^1/_2\,\lambda$-val van elkésve.

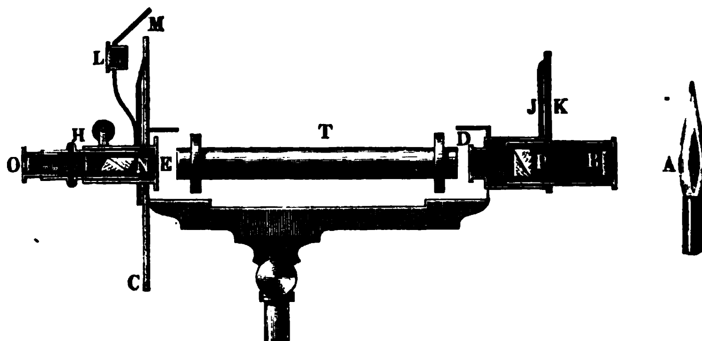

625. ábra. Laurent polariméterének elve.

Abban a pillanatban tehát, a melyben a tengelylyel párhuzamos rezgés *OH* fázisban lép ki, a merőleges rezgés *OI*-vel

ellenkező fázisban fog kilépni, vagyis az *OI'* egyenlő és ellenkező sebességgel fog rendelkezni, mely *OH*-val egyetemben az *OD* eredőt fogja adni, és ennélfogva *OD* a rezgés síkja az *ACB* félkörben. A mező két felében a rezgések síkjától bezárt szög tehát *DOS*, vagyis kétszerese azon *SOH* szögnek, melyet a sarkító nicol főmetszete a kvarcz tengelyével alkot.

Világos azonban, hogy minden monochromatikus fényre nézve az őt megillető félhullámos lemez alkalmazandó, és ha megváltoztatjuk a fényt, kellőképen meg kell változtatni a lemez vastagságát.

Laurent polariméteré a sárga nátriumfényre van szerkesztve. *A*-ban (626. ábra) van egy erre a czélra való gázlángzónak a lángja, melybe nátriumszulfátot tartalmazó platina-

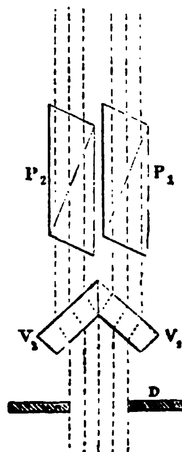


626. ábra. Laurent polarimétere.

kosaracska van téve; *B*-ben két üveglemez között káliumbichromátréteg van, melynek az a feladata, hogy a lángtól kilövelt egyéb színek utolsó nyomait elnyelje. Az ily módon a lehető legjobban homogénné vált fény először a *P* sarkítón, azután pedig a félig a félhullámos lemezzel fedett *D* diafragmán át a *T* csövön megy keresztül, mely cső párhuzamos és síklapú üveglemezekkel van elzárva és a megvizsgálandó anyagot tartalmazza. *E*-ben van egy másik diafragma, és erre az *OH* Galilei-féle messzelátóval összekapcsolt *N* elemző nicol következik.

A sarkító a *K* emeltyűvel forgatható, s hasonló módon forgatható az *N* elemző is, melynek azimutja a *C* szilárd körön nóniusz és lencse *(L)* segítségével leolvasható.

Hogy eme készülékkel a sarkítás síkjának forgását megmérjük, először is a sarkító *P* nicolt úgy állítjuk be, hogy főmetszetétől és a *D* kvarcz tengelyétől bezárt szög az a szög legyen, mely a fényintenzitásnak megfelelve, a maximális érzékenységet (**298**) adja; ezután az *N* elemzőt arra az azimutra állítjuk be, a melyben a két félkör egyenlően megvilágítottnak látszik, és a melyet zérussal fogunk jelölni. Ez megtörténvén, az elemző és a kvarcz közé közbe teszszük a *T* csövet, mely azzal az anyaggal van megtöltve, melyről gyanítjuk, hogy forgató képessége van. Ha ez az anyag a beeső fény sarkításának síkját forgatja, a mezőnek két fele különböző intenzitást vesz fel, és az a szög, melylyel az elemzőt forgatni kell, hogy az intenzitások ismét egyenlők legyenek, megadja a keresett forgást.



627. ábra.
Righi módositása.

Righi eme polariméter olyatén módosítását ajánlotta, mely minden egyszerű fényre alkalmassá teszi a nélkül, hogy a kvarczlemezt ki kellene cserélni. Ő két egymás mellé helyezett sarkító nicolt, P_1 és P_2-t (627. ábra) alkalmaz, és a belőlük kilépő nyalábokat a $V_1 V_2$ szögüveg segítségével egymással határossá teszi, úgy, hogy a *D* diafragmában levő környílást megvilágítják; a fény rezgései ebben a két félben egymással bizonyos szöget zárnak be, mely tetszés szerint változtatható, ha az egyik nicolt változatlan helyzetben tartva, a másikat forgatjuk.

300. Ezekkel és más hasonló polariméterekkel azt találták, hogy a kvarczon kívül forgató képessége van még a czinó-

bernek és a nátriumperjodátnak, melyek egytengelyű létükre a kvarczhoz hasonló módon viselkednek; továbbá a chlornátriumnak, brómnátriumnak és még néhány más kristálynak, melyek szabályos rendszerbe tartoznak s a sarkítás síkját mindig egyazon módon forgatják, bármily irányban megy is át rajtuk a fény.

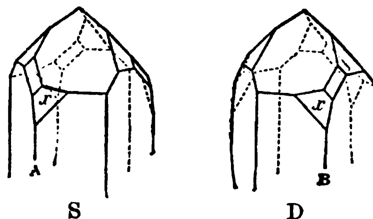
Mindezek a testek a kristályos szerkezettel együtt elvesztik forgató képességüket is, így például az amorf kovasav már nem forgat. Ellenben a strichninszulfát, mely a négyszöges rendszerben kristályosodik, a rajta a tengely irányában átmenő fény sarkítási síkját forgatja, és forgató tehetségét oldott állapotban is megtartja, mi azt mutatja, hogy eme tehetsége nem csupán molekulai szerkezetétől származik, hanem hogy molekuláit is megilleti.

Van még sok kéttengelyű anyag, mely csakis amorf állapotban vagy oldatban árul el forgató képességet; ilyenek a czukor, a kámfor, a chinin, az aszparagin, stb. Eme testek némelyike jobbra forgató, másika balra forgató, sőt némelyek származásukhoz, elkészítésük módjához és kristály-alakjuk módosulásaihoz képest mind a két forgást is előidézhetik. Például a közönséges szőlősav hatástalan, de Pasteur-nek sikerült őt jobbra forgató és balra forgató szőlősavvá különválasztania; az előbbeni nem egyéb az utóbbival izomer, de tulajdonságaira nézve tőle eltérő borkősavnál. E két sav minden sójának van forgató képessége, és pedig jobbra vagy balra tartó forgást létesít a szerint, a mint az egyik vagy a másik savtól származik.

Hasonlóképen a közönséges aszparagin balra forgatja a sarkítás síkját, de Piutti-nak nem régiben sikerült ugyanolyan chemiai összetételű aszparagint feltalálnia, mely jobbra forgatja. Az előbbeni íztelen, az utóbbi édes. Emez aszparaginok egyikének minden derivátuma a másik analog derivátumainak forgatásával ellenkezőket létesít. Piutti-nak később sikerült az egyik aszparagint a másikká átalakítania, a miként Jungfleisch-nek a borkősavak hasonló átalakítása sikerült.

301. Ezen izomervegyületek oldatainak optikai magatartása mindig kapcsolatban van azzal a különböző kristályalakkal, melylyel szilárd állapotban fel vannak ruházva. A balraforgatók baloldali hemiédriát, a jobbraforgatók jobboldalit tüntetnek elő.

Jóval régebben HERSCHEL bizonyos kvarczokon is ismert fel ilyetén kölcsönös vonatkozást. Hogy erről fogalmat nyujtsunk, ugyanazt a két kvarczkristályt említjük fel; képük a 628. ábrában látható. Ezek piramiscsúcsokban végződő hexago-



628. ábra. Herschel kvarczkristályai.

nalis hasábok, de ezen kívül három váltakozó csúcsuk plagiéderes lapocskákkal *(x)* le van tompítva. Ha magunk elé tartjuk az *S* kristály *A* letompított élét, látjuk, hogy az *x* lapocska jobbról balra lejt, és ekkor azt mondjuk, hogy a kristálynak bal hemiédriája van; optikailag balra forgató. Ha ellenben a *D* kristály *B* élével vagyunk szemközt, az *x* lapocskát bal oldalunkról jobb oldalunk felé látjuk lejteni: e kristálynak jobb hemiédriája van, és a sarkítás síkját is jobbra forgatja.

302. Nem csupán a kristályosodásra képes testek között, hanem a folyadékok között is vannak olyanok, melyek a sarkítás síkját forgatják; ilyenek a terpentinolaj, czédrusolaj, lavendulaolaj s általában minden illó olaj, a gummi arabicum, a dextrin, stb.

Némely anyagra nézve, mint a terpentin-, narancs- és bergamotolajra és kámforra nézve ki volt mutatható, hogy eme

tulajdonságuk megvan légnemű állapotukban is; s ez a legszebb bizonyítéka annak, hogy a forgató képesség az egyes molekulákhoz van kötve.

Mindegyik esetben a sarkítás síkjának forgása arányos a fény járta réteg vastagságával, és hogy ebből a szempontból a különböző anyagokat összehasonlítsuk, meg szoktuk mérni **fajlagos forgató képességöket**, vagyis azt a hányadost, melyet kapunk, ha a 10 czentiméteres rétegtől előidézett forgást az illető anyag sűrűségével elosztjuk; ha tehát l a réteg vastagsága (hossza) decziméterekben, θ a sarkítás síkjának szögmenti elmozdulása, d pedig a sűrűség, ez esetben a fajlagos forgató képesség:

$$\rho = \frac{\theta}{ld}. \qquad (1)$$

Az oldatokra nézve Biot eleintén azt hitte, hogy a forgás arányos a hatásos anyagnak a hatástalan folyadékban feloldott mennyiségével. E szerint ha p grammnyi hatásos anyag fel van oldva az oldószer q grammjában, és ha d az oldat sűrűsége, úgy $\frac{p+q}{d}$ a térfogata, és a térfogategységben levő hatásos anyag tömege $\frac{pd}{p+q}$. És ha ezen oldat l hosszaságú oszlopa θ forgást idéz elő, a fajlagos forgató képességet

$$\rho = \frac{\theta}{l}\,\frac{p+q}{pd} \qquad (2)$$

fejezi ki.

Később azonban felismerték, hogy az ekként meghatározott együttható a töménység fokával, és egyazon töménységű oldatokra nézve a hatástalan oldószer természetével változik. Csak néhány esetben van meg kellő megközelítéssel a forgásnak a feloldott mennyiséggel való arányossága, s ezek között első sorban a nádczukrot kell felemlítenünk, a miért is fajlagos forgató képességének állandóságára van alapítva a **saccharimétria**, vagyis a szörpök czukortartalma meghatározásának egy módszere.

A nádczukor fajlagos forgató képessége.

(Arndsten szerint.)

C	D	E	F
53,41°	67,07°	85,406°	101,38°.

Ezeket az értékeket, ha a hullámhosszt λ-val jelöljük, adja e következő képlet:

$$\rho_c = \frac{2538}{\lambda^2} - 5{,}58.$$

Összehasonlítás kedveért felírjuk a kvarczra (sűrűsége 2,653) vonatkozó analog képletet:

$$\rho_k = \frac{30766}{\lambda^2} - 66{,}1.$$

Valamely oldatban levő czukor mennyiségének meghatározása, ha az oldatban más hatásos anyag nincs, igen egyszerű. Ha ugyanis felteszszük, hogy a nádczukor forgató képessége a nátriumfényre nézve 67°, az oldat minden egyes köbczentiméterében levő czukor mennyiségét a (2) képlet szerint grammokban a következő szám fejezi ki:

$$c = \frac{dp}{p+q} = \frac{1}{67} \cdot \frac{\theta}{l}, \qquad (3)$$

vagy pedig Schmitz szerint szabatosabban:

$$c = 0{,}015\,013\,\frac{\theta}{l} + 0{,}000\,003\,06\left(\frac{\theta}{l}\right)^2.$$

Abban a gyakoribb esetben, hogy az oldatban még más hatásos anyag is van, a meghatározás arra a tényre van alapítva, hogy a jobbra forgató nádczukor balra forgató invert-czukorrá alakul át, ha sósavat adunk hozzá és 10 perczig 70° mérsékleten tartjuk. Ha tehát meghatároztuk a φ szöget a megvizsgálandó oldatra nézve, ennek 100 köbczentiméteréhez 10 cm³ sósavat adunk, 70°-ra felhevítjük és ugyancsak az előbbeni

csővel megfigyeljük a balra forgatást, melyet φ'-vel fogunk jelölni. Ha nem volna a savval felhigítva, 1,1 φ' találtatnék.

Ha már most θ-val jelöljük a jobbra forgató czukor előidézte forgást, és ψ-vel a hozzá kevert anyagoktól előidézettet, úgy:

$$\varphi = \theta + \psi,$$

és θ'-val jelölvén a csakis az invert czukortól előidézettet, ekkor:

$$1{,}1\,\varphi' = \theta' - \psi.$$

De (3) szerint

$$\theta = 67\,lz,$$

és TUCHSCHMID kisérletei szerint invert czukorra* nézve t mérsékleten:

$$\theta' = (29{,}33 - 0{,}336t)\,lz.$$

Tehát

$$\theta + \theta' = \varphi + 1{,}1\varphi',$$
$$(96{,}33 - 0{,}336t)\,lz = \varphi + 1{,}1\varphi'.$$

Ennélfogva 1 cm³ oldatban levő jobbraforgató czukor mennyisége grammokban következő:

$$z = \frac{1}{l} \cdot \frac{\varphi + 1{,}1\,\varphi'}{96{,}33 - 0{,}336t}.$$

* A saccharimétriával behatóan foglalkozik Dr. SZILASI JAKAB-nak «Czukrok, czukrosanyagok és megvizsgálásuk» czímű munkája, mely a Társulat kiadásában jelent meg.

HATODIK RÉSZ.

ELEKTROMOSSÁG ÉS MÁGNESSÉG.

XXXVI. FEJEZET.

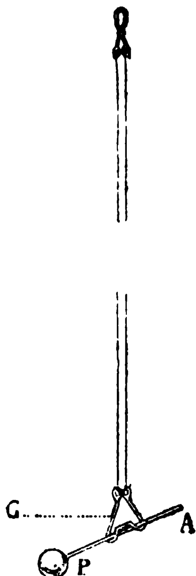
ELEKTROMOS HATÁSOK.

303. Bizonyos testek, mint a borostyánkő, az üveg, a kén, a gyanták, a porczellán, az ebonit, a kályhán szárított fa, a drágakövek stb., megdörzsölve olyan tulajdonságra tesznek szert, a minő az előtt nem volt meg nekik: magukhoz vonzanak könnyű kis testeket, például papirosszeletkéket, parafát, pelyheket, szalmaszálat stb. Azt mondjuk, hogy ekkor *elektromos állapot*ban vannak, vagy hogy meg vannak *elektromozva,* és azt az ismeretlen okot, mely őket ezzel a tulajdonsággal felruházta, **elektromosság**nak nevezzük.

Mivel itt igen kicsiny mozgató erőkkel van dolgunk, hogy hatásaikat láthatókká tegyük, azon kell lennünk, hogy a lehető legkönnyebben mozdítható testre hassanak. Igen alkalmas erre a czélra a 629. ábrában előtüntetett készülék, mely a *G* gamótól függélyesen feszített két selyemgubószálból áll; a gamó szárai közé az *A* sellakpálczikát fektetjük, a melynek egyik végén a *P* parafa- vagy bodzabélgolyó van.

Az egész rendszer, ha csupán a nehézség hatásának van alávetve, biztos egyensúlyú (I, **53**) meghatározott helyzetet vesz fel, melyben a két fonál függélyes, a súlypontot magában fog-

laló síkban van feszítve. A függélyes körül való minden szögmenti elfordulás a súlypont emelkedésével jár, és csak úgy tarthat el valameddig, ha a rendszerre egy vízszintes erő a pálczikára merőlegesen hat; a pálczika annál rövidebb lehet, mentül hosszabbak és mentül közelebb vannak egymáshoz a szálak és mentül kisebb terhet hordanak.



629. ábra. Elektroszkóp.

A készülék tehát igen érzékenynyé tehető és mi **elektroszkópnak** fogjuk használni, azaz arra való fog lenni, hogy megmutassa, vajjon valamely adott test elektromos állapotban van-e vagy sem.

304. A golyó élénken közeledik egy üveg-, pecsétviasz- vagy kénpálcza felé, melyet flanelhez való dörzsölés után oldalvást azonnal feléje tartunk. De teljesen mozdulatlan marad, ha kézzel fémdarabot, fapálczát vagy bármely más nedves testet viszünk a közelébe, ha előbb még olyan erősen dörzsöltük is e testeket. Eme különböző viselkedés szerint az előbbeni testeket régente az *idioelektromos*, az utóbbiakat pedig az *anelektromos* testek csoportjába sorozták.

De mindjárt teszünk egy másik kisérletet, melyből ki fog derülni, hogy ez a felosztás nem szabatos. Üvegcsőnek egyik végébe parafával fémpálczikát erősítünk, ezután, másik végét kezünkben tartva, megdörzsöljük. Kimutathatjuk, hogy az elektromos állapot átmegy a fémre is, egészen ennek szabad végeig, mert ez is azon tulajdonságra tesz szert, hogy az elekroszkóp gömbjét vonzza. Hasonlóképen viseli magát valamennyi többi úgynevezett anelektromos test. Ebből azt következtetjük, hogy az elektromos állapot e testekbe vezetés révén megy át, s ezért az elektromosságot **vezető** testeknek nevezhetjük őket.

Ha a fémpálczika helyett sellakból, ebonitból vagy más úgynevezett idioelektromos testből való pálczikát használunk, nem mutatható ki, hogy puszta vezetés révén egész a végeig elektromossá válik, miért is az ilyen testeket az elektromosság **rossz vezetőinek**, vagy **szigetelőknek** nevezzük.

305. Még tovább is mehetünk. Valamely vezető, melyet megelektromoztunk, megszünik a gömböt vonzani, a mint újjunkkal megérintjük, vagy pedig egyazon vezető anyagból való lánczczal *a földdel összeköttetésbe tettük.* Az elektromos állapotnak ilyetén megszünése miatt a föld *az elektromosság egyetemes gyűjtőjé*nek neveztetett. Ennélfogva gyaníthatjuk, hogy a fémek a vezetésen kívül (**304**) talán még közvetetlen dörzsölés útján is elektromosakká válhatnak, és hogy csak azért nem mutatják az elektromosság jeleit, mert kézben tartva, a földdel közlekednek, melybe talán ily módon az elektromos állapot átvitetik. Valóban, ha az elektromosságnak ilyetén átvitelét megakadályozzuk oly módon, hogy a vezetőt szigetelő markolattal látjuk el, látni fogjuk, hogy a fémek is vonzzák a bodzabélgolyót, ha előbb flanellel vagy még inkább, ha prémmel megveregetjük.

Minden test kivétel nélkül idioelektromos, nincs köztük egy anelektromos sem; a maguktartása közötti különbség kisebb-nagyobb vezető tehetségüktől és azon körülménytől függ, hogy a csaknem mindig nedves talaj jó vezető.

A következő testek fogyatkozó vezető tehetség szerint vannak sorba szedve:

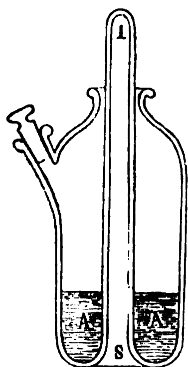
Jó vezetők: fémek, néhány fémoxid és szulfid, mint például a piroluzit (mangandioxid), a piritek, stb., égetett szén, savak, sóoldatok, víz, élő növények, állati szervek, len- és gyapotfonalak.

Félvezetők: alkohol, száraz fa, márvány, papiros, szalma, 0°-ú jég.

Rossz vezetők vagy szigetelők: száraz földes oxidok, zsiros

olajok, —20°-ú jég, mész, kaucsuk, éteres olajok, porczellán, bőr, száraz papiros, tollak és szőrök, gyapjú és selyem, drágakövek, üveg, viasz, kén, gyanták, borostyánkő, sellak, száraz gázak közönséges mérsékleten.

306. A mondottakból következik, hogy valamely vezető nem árulhat el elektromos állapotot, ha nincsen elszigetelve. Tapasztaljuk azonban, hogy minden, még a legjobban elszigetelt, tehát a levegőben selyemszálakra függesztett vagy sellaklábakra állított test is, idővel elveszti elektromosságát. Az **elektromosságnak** ez a **szétszóródása** onnét van, hogy még a sellak is, bár a legrosszabb vezető szilárd test, melyet ismerünk, kevéssé mégis vezet, és hogy ezen kívül az elektromos állapot a levegő-molekuláival, s a benne lebegő porral közlődik.



630. ábra.
Elektromos tartó.

A szétszóródás igen gyors a nedves levegőben, nem annyira a légnemű állapotban jelenlevő víz, mint inkább a tartókra való lecsapódás miatt, mely tartók mindegyike többé-kevésbbé higroszkópos. Ennélfogva az elektromos kísérletek csak száraz időben és csak akkor sikerülnek jól, ha a szigetelőket megmelegitjük és ledörzsöljük. Ugyanezen oknál fogva czélszerű az üvegtartókat sellakkal bevonni, mert felületük különben könnyen megnedvesedik. Még czélszerűbb őket elfödve tartani, és alant kénsavval körülvenni, miként a 630. ábrában az *IS* tartóra nézve látjuk.

307. Elektroszkópunk (**303**) bodzabélgolyója jól vezet, ellenben a sellakpálczika, melyre tűzve van, nem vezet. Ha tehát megengedjük, hogy a golyó az őt vonzó testtel érintkezésbe jusson, várható, hogy vezetés révén (**304**) elektromossá válik. Midőn ezt megpróbáljuk, uj tünemény tárul fel előttünk: érintkezés után hevesen visszalódul; ugyanaz a test, mely érintkezés előtt vonzotta, most eltaszítja.

Hasonlóképen taszítja egymást két üvegpálczika, melyeket egyazon módon dörzsöltünk meg; erről könnyen meggyőződhetünk, ha az egyiket a két szálon függő gamóba a golyós sellakpálcza helyébe teszszük, a másikat pedig hozzája közelítjük. Ugyanilyen módon eljárva, két pecsétviaszpálcza, két kénpálcza, két ebonitpálcza stb. szintén taszítja egymást.

Ugyanígy, ha egyazon vezetőnek részei egymáshoz képest elmozdulhatnak, mindig el fognak egymástól távolodni, valahányszor ezt a vezetőt megelektromozzuk. Erről könnyen meggyőződhetünk az **aranylemezes elektroszkóp** (631. ábra) segítségével. Az *a* és *b* aranylemezek a *C* üvegharang alatt fel vannak függesztve, mely őket a légáramlástól megóvja, és az ebonitdugón keresztülmenő *BB'* fémpálczával egyetemben a földtől elszigetelt vezetőt alkotnak.



631. ábra. Aranylemezes elektroszkóp.

308. Két elektromozott test azonban nem mindig taszítja egymást. Ha ugyanis ugyanazzal a flanellel pecsétviaszt és üveget dörzsölünk, ezek vonzzák egymást.

Azt kell tehát következtetnünk, hogy egymástól különböző **két elektromos állapot** ébreszthető, s ennek megfelelőleg kétféle elektromosságot különböztetünk meg: *üveg-* és *gyanta-elektromosságot.*

Minthogy egyazon test különböző esetekben dörzsölés révén úgy az egyik, mint a másik elektromos állapotot felveheti, ez az elnevezés nem megfelelő s azért jelenleg a két elektromos állapotot inkább *pozitiv* és *negativ* elnevezéssel szokták egymástól megkülönböztetni, abban állapodván meg, hogy a gyapju az üveget pozitiv elektromossá, a gyantát pedig negativ elektromossá teszi.

Egyenlő nevűleg elektromozott testek taszítják, különböző nevűleg elektromozottak pedig vonzzák egymást.

309. A 629. ábrabeli kétszálú (bifilár) elektroszkóp **(303)** segítségével eldönthető, hogy a két elektromos állapot közűl melyikben van az a test, melyet feléje közelítünk. E végből a golyót csak megdörzsölt pecsétviaszszal kell érintenünk, vagy mint mondani szoktuk, negativ töltéssel kell ellátnunk; ha ekkor a megvizsgálandó test eltaszítja, következik, hogy ez is negativ elektromos állapotban **(308)** van; ha ellenben vonzza, úgy ez a test lehet pozitiv elektromos, de lehet természetes állapotban is. Ennek eldöntésére a golyót ujjunkkal érintve, először is kisütjük, ezután megdörzsölt üvegpálcza segítségével pozitiv töltéssel látjuk el; ha most taszíttatik, minden kétség el van oszlatva.

Ily módon például felismerhetjük, hogy egy üvegpálcza, melynek egyik fele homályosra van csiszolva, másik fele pedig közönséges állapotban van, ellenkező elektromosságokat vesz fel a szerint, a mint gyapjúval az egyik vagy a másik felét dörzsöljük. A homályos fele gyanta-elektromosságot, tehát negativot vesz fel. Posztóval dörzsölt ebonit negativ elektromos állapotba jut; és pozitiv állapotba jut, ha amalgámmal bevont bőrrel dörzsöljük.

310. Az egymással dörzsölt testeknek mindig mind a ketteje elektromossá válik; és pedig ellenkező nevű elektromosságokat vesznek fel.

Ha például üvegpálczát jó vastag vulkánozott kaucsukkal dörzsölünk, az üveg pozitivvá, de a kaucsuk is elektromossá, és pedig negativvá válik.

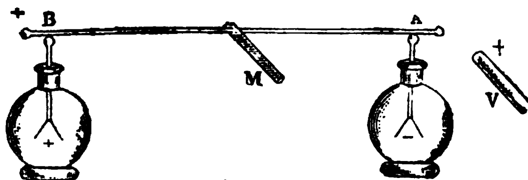
311. Az eddigiekből azt kell következtetnünk, hogy a taszítás biztos jele az egyenlő nevű elektromozásnak; de úgy látszik, hogy vonzás épen úgy lehetséges akkor, midőn a két test egyike természetes állapotban van, mint a mikor a két test ellenkező elektromos állapotban van; hiszen épen e nembeli volt az első tünemény **(303)**, mely a mozgásokat elénk tárta.

Ámde most meg fogunk ismerkedni az elektromozásnak

egy új módjával, melynek révén a testek elhagyják természetes állapotukat és érintkezés nélkül is elektromosakká válnak, a mint közelükbe egy másik, már megelektromozott testet viszünk, úgy, hogy az említett vonzás úgy tekinthető, mint ennek a **megosztásbeli elektromozás**nak vagy pedig mint mondani kezdik: az **elektrostatikai indukcziónak** a következménye.

Az ide vonatkozó kisérletek sokféleképen rendezhetők be; mi azt fogjuk választani, mely nedves levegőben is **(306)**, mint az iskolában, hol többen vannak együtt, a legjobban sikerűl.

Vegyünk két, a 631. ábrabelihez hasonló aranylemezes elektroszkópot, és miután megelőzőleg meleg helyen tartottuk őket, hogy az ebonitdugó jól szigeteljen, kössük össze *A* és *B* fémgombjaikat (632. ábra) sárgaréz pálczával, mely az *M* szige-



632. ábra. A megosztással gerjesztett elektromosság kimutatása.

telő nyéllel van ellátva. Ha aztán az így összeállított vezetőrendszerhez *A* oldalán a bármi módon megelektromozott *V* pálczát közelítjük: a lemezek mind a két párja szétugrik, de a *V* pálcza eltávolítása után ismét összeesik. Vezető rendszerünk tehát egy elektromozott testnek puszta közelléte miatt az elektromos állapot jeleit árulja el, és e jelek a test eltávolításával együtt megszünnek.

Távolítsuk azonban el az *AB* sárgarézpálczát, mielőtt a *V* testet elvinnők; és ime, most a lemezek szétválva maradnak még akkor is, ha a testet elviszszük!

Mi módon van most megtöltve a két elektroszkóp? Egynevűleg elektromozva nem lehetnek, mert ha közöttük pálczával a közlekedést helyreállítjuk, a lemezek összeesnek.

Meg kell tudnunk, hogy a kettő közül melyik jutott a *V* megosztó test elektromos állapotába; vajjon a hozzá közelebb levő *A* volt-e ez, vagy pedig a másik?

Ha jól meggondoljuk a dolgot, okunk van előre kimondani, hogy a közelebbi elektroszkóp ellenkező nevűleg elektromozódik; hiszen tudjuk, hogy ez esetben kell, hogy a megosztó testtől vonzassék. De helyén levő, hogy erről meg is győződjünk.

312. E végből először is az egyik elektroszkópnak, például *A*-nak gombját *megérintjük* egy ebonitpálczával, melyet gyapjúval jól megdörzsöltünk; az elektroszkópot tehát vezetés révén (**304**) negativ töltéssel látjuk el. Távolítsuk el az ebonitot: ha a szigetelés jó, a lemezek továbbra is szétválva maradnak. Míg az aranylemezek ilyeténképen negativ módon elektromozva vannak, közelítsük igen lassan a megelektromozott ebonitot a gombhoz és látni fogjuk, hogy a lemezek fokozatosan még inkább széthajolnak, ellenben összehajolnak, ha messziről egy pozitiv állapotban levő testtel, példáúl gyapjúval megdörzsölt üvegpálczával közeledünk.

Ha ellenben üveggel való érintés útján a lemezeket pozitiv töltéssel látjuk el, látni fogjuk, hogy még jobban széthajolnak, ha az üveggel ismét közeledünk, és összeesnek, ha lassacskán az ebonitot közelítjük.

Ily módon ismertető jelünk van a megosztás révén való elektromozottság fajának eldöntésére.

313. Süssük most ki a két elektroszkópot, kössük őket össze a sárgarézpálczával, *A* oldala felől közelítsünk egy pozitiv elektromos testet, távolítsuk el az összekötő pálczát, vigyük el a megosztó testet, és vizsgáljuk meg egyenként az elektroszkópokat.

Az *A*-beli széthajlás növekszik, ha az ebonitot közelítjük, csökken, ha az üveget közelítjük. Tehát a megosztó testhez

közelebb fekvő *A* valóban negativ. *B* magatartása épen az ellenkező: tehát pozitiv.

Próbaképen megosztó testül negativ módon elektromozottat használunk, és mindig tapasztalni fogjuk, hogy:

Valamely vezető, melyet elektromozott test megosztó hatásának vetünk alá, szomszédos pontjaiban a megosztó testével ellenkező elektromos állapotba jut, messzebb fekvő pontjaiban pedig egynevűbe; az ellenkező állapotban levő tájékoknak semleges vonallal kell elválasztva lenniök.

314. A mondottakból megérthető, hogy ha egy vezetőt a közben, hogy valamely elektromozott test megosztó hatásának van alávetve, a földdel kötünk össze, annak a megosztó testével ellenkező nevű töltést kell felvennie, mert ekkor a földdel egyetemben egyetlen vezető rendszert alkot és a semleges vonal igen nagy távolságba tolódik el.

Valóban, ha a két elektroszkópot összekötjük a sárgarézpálczával, és őket, midőn a megosztó test még közelben van, bármely pontban megérintjük, és e test eltávolítása előtt magukra hagyjuk: kimutathatjuk, hogy mind a kettő egymással egynevű, de a megosztóval ellenkező nevű elektromosságot kapott.

315. Mielőtt tovább mennénk, helyén van, hogy az ismertetett eljárások (**309, 312**) egyikével megállapitsuk, hogy minő elektromosságot vesz fel a szokásos dörzsölve elektromozó gépek gyüjtője, és ily módon az intenziv elektromozásnak kényelmes eszközével rendelkezhetünk. Magának a gépnek működését később (**359**) fogjuk megismertetni.

Felismervén, hogy a gép gyüjtője pozitiv töltést vesz fel, lehetőleg nagy, félgömbökben végződő fémhengert teszünk a közelébe, és hogy jól el legyen szigetelve, sellakkal bevont selyemszálakon függ. Ez a henger megosztás révén felveszi a két elektromos állapotot a semleges vonaltól elválasztott tájakon; ha fátyolon keresztül **elektroszkópos port**, azaz finom

porrá dörzsölt minium és kénkeveréket szitálunk reá, látni fogjuk, hogy a hengernek negativ, vagyis az elektromozó gépnek gyüjtője felé fordított tájéka vörössel, a másik tájéka pedig sárgával vonódik be. A két pornak szemecskéi egymáshoz és a fátyol szálaihoz surlódván, ellenkező nevű elektromosságot nyernek: a minium pozitiv lesz és a negativ tájék vonzza, a negativvá vált kén pedig a másik tájékra húzódik.

Ha a henger a földdel közlekedik, egész felületét minium fogja fedni (**314**).

316. Eddigelé csak minőleges kisérleteket tettünk, de itt az ideje, hogy mérésekhez lássunk, melyek nélkül a megfigyelt tények többé-kevésbbé valószínű magyarázgatásába fogni annyi volna, mint magunkat a légvár-építés veszedelmének kitenni.

Vajjon mi mérhető meg a szóban forgó tüneményekben? Nyilvánvaló, hogy megmérhetők a különböző ható testek közötti távolságok, megmérhető az egymásra ható vonzásuk és taszitásuk. Hogy azonban megvizsgáljuk, hogy mi módon változnak emez erők a távolságokkal, először is meg kell bizonyosodnunk, hogy intenzitásukra nincs-e valami más körülmény is hatással; már pedig az eddigiekből is tudjuk, hogy kétségtelenül hatással van reája az elektromozás intenzitása, vagy a mint mondani szokás, az **elektromosság mennyisége**, mely a szétszóródás miatt idővel mindinkább fogy.

Kérdés azonban, vajjon az elektromosság, az elektromos tüneményeknek előttünk ismeretlen oka, valóban olyas mennyiség-e, mely mérésnek vethető alá? Volt már példánk egy másik mennyiségre, melyet szabatos méréseknek vethetünk alá, a nélkül, hogy a természetét is ismertük volna: értjük a hőt (I, **339**). Ebben az esetben kézzelfogható volt, hogy az égéskor fejlődő hőnek arányosnak kell lennie az illető tüzelőszer tömegével. Ámde itt feltehetjük-e, hogy az elektromosságnak például egy üvegpálczában gerjesztett mennyisége arányos a flanelen való végighúzások számával? Avagy nem lehetséges-e,

hogy minden következő dörzsölésre hatással van a pálczának már meglevő, többé-kevésbbé intenziv elektromos állapota?

Észszerűbb az a feltevés, hogy egy már megelektromozott és tökéletesen elszigetelt fémgolyónak egy másik, vele azonos, de természetes állapotban levő golyóval való érintésekor (633. ábra) az első golyónak **elektromos töltése**, vagyis a neki meglevő elektromosságnak mennyisége a felére száll le; ha pedig egyidejűleg és szimmétrikusan két azonos golyóval (634. ábra) érintkezik, harmadára száll le és így tovább. Ezt fel-



633. ábra.



634. ábra.

Az elektromosság közlődése.

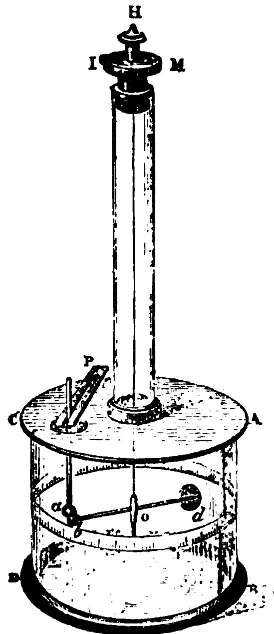
téve és a szétszóródástól **(306)** kellőképen óvakodva, bizonyos kisérletekben az elektromosság mennyiségével előre meghatározott arányok szerint rendelkezhetünk. De még nem hasonlíthatunk össze egymástól független elektromozásoktól származó mennyiségeket, mert ily módon nem sikerült még mértékegységet megállapitanunk.

Valamint a hőnek egy jól meghatározott hatásából kiindulva meghatározhattuk a kaloriát (I, **339**), úgy nemsokára látni fogjuk **(327)**, hogy megállapithatjuk majd az elektromosság egységét is.

317. Két elektromos test közötti taszitás meghatározására Coulomb egy ismeretes erőt állitott vele szembe, nevezetesen egy szálnak torziós rugalmasságát, miként Cavendish már az általános tömegvonzásra (I, **140**) alkalmazta volt; s itt mindjárt megjegyezzük, hogy ez utóbbi igen csekély az elektromos hatásokhoz képest, úgy, hogy ezek mérésében elhanyagolható.

Coulomb mérlege a 635. ábrában látható. Egy ezüstdrót

felső vége a *H* csíptetőbe van szorítva, mely az *I* mutatóval együttesen az *M* beosztott korong tengelye körül forgatható. A dróton *bd* sellakpálczika függ, melynek egyik végén a *b* fémgömböcske, másik végén pedig a *d* függélyes korong van; ez utóbbi mint ellensúly működik és a lengéseket csillapítja. A hengeres borító üvegből van és a pálczika magasságában fokokra van beosztva, és mindent akként rendezünk be, hogy a mikor a drót természetes nyugalmi helyzetében van, a *b* golyócska a beosztás zérus-pontjával szemközt álljon. Az *a* második vezető golyót jól szigetelő nyéllel a *CA* fedélen keresztül dugjuk és a *P* tartóval épen ott tartatjuk, a hová a mozgó *b* golyó a drót természetes állapotában helyezkedik. Ily módon a két golyó érintkezésbe jut, midőn nincsen megelektromozva. De ha azután a fedél nyilásán keresztül dugott és már megelektromozott vezetővel érintkeztetjük őket, a *b* golyó tovamozdúl, és néhány lengés után új egyensúlyi helyzetet vesz fel, melyet az a feltétel határoz meg (I, **53**), hogy a drót rugalmasságának forgató nyomatéka egyenlő az elektromos taszításával.



635. ábra. Coulomb mérlege.

Az első nyomaték azonban arányos a csavarodás szögével (I, **158**), melyet az üveghengeren levő beosztással mérhetünk meg, s a melyet α-val fogunk jelölni; α értékéből pedig kiszámíthatjuk a két golyócska kölcsönös távolságát.

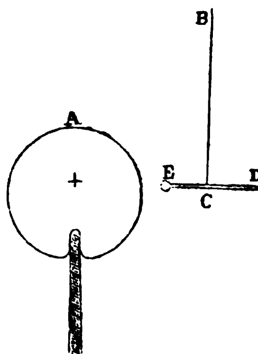
Ha már most a *H* felfüggesztést úgy forgatjuk, hogy a golyócskák egymáshoz közelebb jussanak, vagy pedig, hogy egymástól még inkább távolódjanak: a drót torziója nagyobbodik,

illetőleg kisebbedik, mértékét pedig megadja az üveghengeren leolvasott szögtávolság, melyhez még az I mutató jelezte szögmenti elmozdulást hozzá kell adni, illetve belőle ki kell vonni.

Coulomb ily módon azt találta, hogy a középpontjaik kölcsönös távolságához képest igen kicsiny golyók közötti taszítás ugyanezen távolság négyzetével fordított viszonyban van.

318. Coulomb hasonló eljárással kimutatta, hogy ez a törvény még a vonzásra is érvényes; e végből a golyókat ellenkező töltéssel látta el és a drót felfüggesztését megfelelő módon forgatta el. Ugyanazon eredményre jutott a következő második módon is.

Jól elszigetelt *A* fémgolyó (636. ábra) elé *BC* selyemgubószálra a *DE* sellakpálczikát, melyre egy vezető golyócska volt erősítve, egyensúlyozva függesztette fel, és megfigyelte, hogy hány lengést tesz, midőn a golyócskának az álló gömbbel ellenkező nevű töltése volt; megfigyelte pedig ezt különböző távolságokban, melyek azonban mindig elég nagyok voltak arra nézve, hogy a vonzó erőnek egy lengés útjában való változásait el lehessen hanyagolni. Ily módon azt találta, hogy bizonyos időben végzett lengések n száma fordított viszonyban van a két golyó l távolságával; és mivel az irányító erő e számmal négyzetes egyenes viszonyban van (I, **87**), ezen az úton is következtethette, hogy az elektromos vonzások fordított viszonyban vannak a távolság négyzetével. Valóban, mivel a kisérletek szerint:



636. ábra. Coulomb törvényének igazolása.

$$n\, l = \text{const.},$$

és mivel

$$\frac{f}{n^2} = \text{const.},$$

úgy, ha az első egyenlet négyzetét a második egyenlettel sokszorozzuk:

$$l^2 f = \text{const.}$$

Coulomb továbbá még azt is kipuhatolta, hogy miként változnak az elektromos hatások két golyó között, ha töltéseiket ismert arányok szerint leszállítjuk és folyton egyazon távolságban tartjuk. Azt találta, hogy ha az egyiknek töltését felére, harmadára, negyedére stb. (**316**) leszállítottuk, a közöttük működő taszító vagy vonzó erő is felére, harmadára stb. száll le. Megfigyeléseinek eredményét tehát a következő törvényben foglalhatta össze:

Az elektromos hatások az elektromosságok mennyiségének szorzatával egyenes, a távolság négyzetével pedig fordított arányban vannak.

319. Coulomb minden lehető óvatossággal élt, hogy a szétszóródás zavaró hatásait csökkentse, és nem mulasztotta el ezeket a leggondosabban tanulmányozni, hogy ily módon megfigyeléseinek eredményeit kijavíthassa. De mind a mellett is a számok, melyeket kapott, az imént kifejezett törvénynek csak közelítőleg tesznek eleget.

Már pedig nagyon is fontos, hogy eldöntsük, vajjon ez a törvény csak megközelítő-e, mint például Boyle-nak a gázok összenyomhatóságára vonatkozó törvénye (I, **234**), vagy pedig, hogy az eltéréseket csak azoknak az el nem kerülhető hibáknak kell betudni, mely minden kisérleti meghatározással, különösen pedig az ilyen nehéz és kényes mérésekkel együttjárnak.

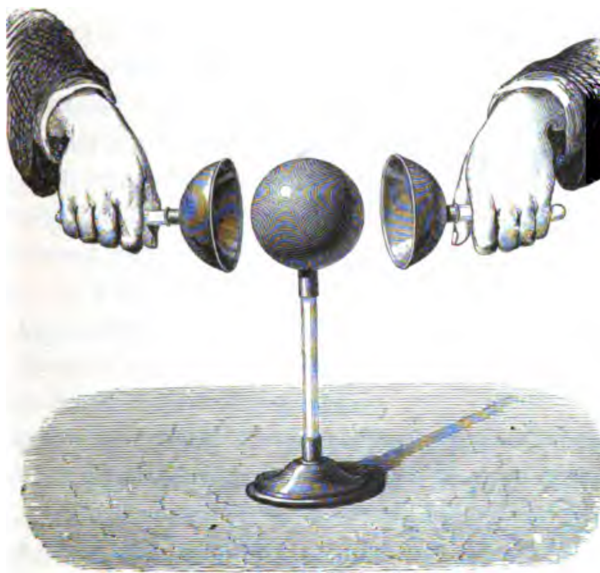
A kérdést a következő kisérletek közvetett úton döntötték el.

320. Ha egy megelektromozott nagy golyót egyidejűleg érintünk egyazon nagyságú, de egyébként különböző golyócskákkal, úgy ezek, akár tömör, akár üres fémből valók, akár parafából, akár ha még szigetelőből vannak is készítve, ha csak felületi rétegük az elektromosságot jól vezető egyazon anyagból

van: különbség nélkül ugyanazzal a hatással vannak a COULOMB-féle mérleg mozgó golyócskájára.

Ebből következik, hogy mindannyian egyazon elektromosság-mennyiségre tettek szert.

321. Üvegrudon álló sárgarézgömböt erősen megelektromozunk és szigetelő markolatokkal ellátott két félgömbbel (637. ábra) borítjuk be. Ekkor kimutatható, hogy ezek minden

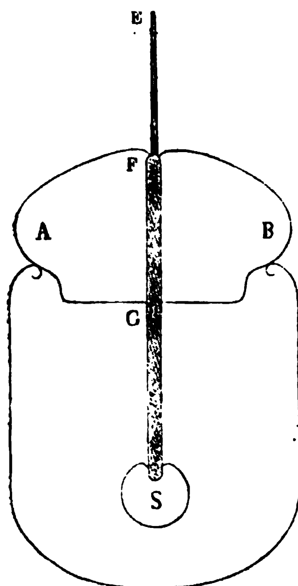


637. ábra. Az elektromosság eloszlása a vezetők felületén.

elektromosságától megfosztják, mert ha egy elektroszkóp (**307**) gombjával érintkeztetjük, az aranylemezek veszteg maradnak.

A 638. ábrában látható fémből való gyűjtő legyen selyemszálakon felfüggesztve; szintén fémből való fedője, melyet az *AB* tüntet elő, a rajta átmenő *EFG* ebonitpálcza segítségével akként legyen rátehető, hogy a pálcza az *S* vezető-golyó szigetelő markolatába illeszkedjék. A golyót megelektromozzuk, bele-

teszszük a gyüjtőbe, ezt befedjük, és lenyomván az *E* pálczát, a golyót a gyüjtő belső falával érintkeztetjük. Ezután a golyót kiveszszük, és tapasztaljuk, hogy elektromosságát teljesen elvesztette, a szigetelt gyüjtő pedig töltést nyert.



638. ábra. Az elektromosság eloszlása.

Látjuk tehát, hogy *az elektromos állapot a vezető belsejéből mindig a felületére megy át.*

322. Ezen kívül a legnagyobb szabatossággal bebizonyíttatott, hogy valamely vezetőn levő elektromosságnak semmi hatása sincsen a vezetőn belül fekvő pontokra, vagy jobban mondva, azok a hatások, melyeket ez az elektromosság a vezetőn belül fekvő pontok mindegyikére kifejt, zérussal egyenlő eredővé tevődnek össze. Faraday e czélra üveglábakon álló fakamarát állított össze, ónpapirossal bevonta, és a belsejében a legérzékenyebb elektroszkópokkal, a többi között egy aranylemezessel, helyezkedett el. Ennek gombját a kamara falaival összeköttetésbe tevén, a lemezek teljes nyugalomban maradtak, bármily erősen elektromozta is az egész kamarát.

Ez az alapkisérlet, melyre soha sem lehet elegendő súlyt helyezni, kényelmesebben ismételhető. Egy elektroszkópot körülveszünk két fémháló-borítóval, minők a kereskedésben előfordulnak, az egész rendszert a földtől elszigeteljük és az elektromos gépből megtöltjük. Bár az ilyen vezető felülete nem folytonos, a lemezek mégis egészen veszteg maradnak.

Jelenleg a legcsekélyebb elektromos hatások felismerésére is olyan érzékeny eszközökkel rendelkezünk, hogy teljesen fel

vagyunk jogositva arra a feltevésre, hogy a vezetők belsejére vonatkozó ez a törvény teljes mathematikai szigorúsággal be van igazolva. De ha egészen szigorú, úgy COULOMB törvénye (**318**) is az, mert mathematikailag kimutatható, hogy ez amannak szükségképeni következménye.

És ezzel megegyezőleg minden későbbi dedukczió, mely számitás révén COULOMB törvényéből származott, teljes összhangzásban van az eleddig megfigyelt számos és változatos tapasztalati ténynyel.

323. Azon alapigazságok egyikével van tehát dolgunk, melyek elméleti kiinduló pontokul szolgálnak. Hogy képletileg is kifejezzük, legyen q és q' az egymásra ható elektromosságok mennyisége, r kölcsönös távolságuk és F az erő, melylyel egymást taszítják, ha egynevűek, és egymást vonzzák, ha különnevűek; úgy:

$$F = c\frac{qq'}{r^2}, \tag{1}$$

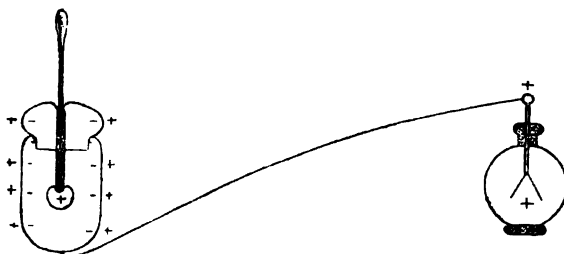
hol a c együttható csakis az erőnek, a távolságnak és az elektromosságok mennyiségének választott egységétől függ, s így a kisérletek egész sorára nézve állandó.

Nem mulaszthatjuk el, hogy legalább ne utaljunk arra, hogy ez a kifejezés megegyezik NEWTONnak az egyetemes gravitáczióra (I, **135**) vonatkozó törvényével azzal a különbséggel, hogy itt elektromosság-mennyiségek szerepelnek a velük nem homogén anyagi tömegek helyett.

324. Térjünk vissza a 638. ábrabeli (**321**) jól szigetelt gyüjtőhöz és helyezzünk el egy elektroszkópot tőle akkora távolságban, hogy a megelektromozott gyüjtőnek az aranylemezekre való megosztó hatása (**311**) elenyésző legyen. A két készüléket hosszú fémdróttal kötjük össze. Töltsük meg az S golyót, mely a fedőre a szigetelő pálcza segítségével van függesztve, például pozitiv elektromossággal; ezután tegyük be a gyüjtőbe, vigyázva, hogy valahogy ne érintse (639. ábra).

Az elektroszkóp lemezkéi legott szétugranak, és pozitiv töltést árulnak el. Széthajlásuk változatlan marad, bárminként helyezzük is el a golyót a gyüjtő belsejében.

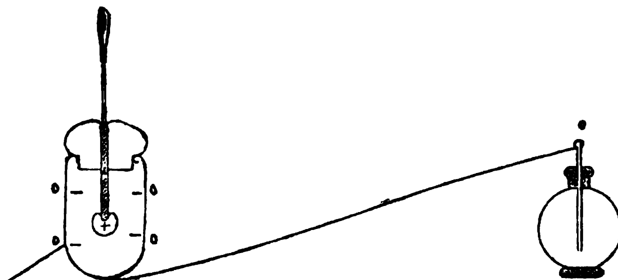
Ha azonban eltávolítjuk a golyót a nélkül, hogy érintettük



639. ábra. Pozitiv töltés.

volna, minden visszatér a természetes állapotba **(311)**. Ha ellenben eltávolítás előtt a gyüjtőt egy pillanatra a földdel kötjük össze, a lemezek ismét szétugranak, és most negativ elektromossággal vannak megtöltve,

Mindezt a megosztás révén való elektromozásra vonatkozó eddigi ismereteinkkel már megmagyarázhatjuk. Mivel a gyüjtő



640. ábra. Negativ töltés.

szigetelve van (640. ábra), belseje negativ, azaz a megosztóval ellenkező nevű elektromosságot vesz fel, külseje pedig, mely az aranylemezekkel egy egészet alkot, pozitiv elektromos állapotba jut. Ha összekötjük a földdel (640. ábra), a pozitiv elektromosság igen nagy messzeségbe húzódik **(314)**, de a golyóhoz legköze-

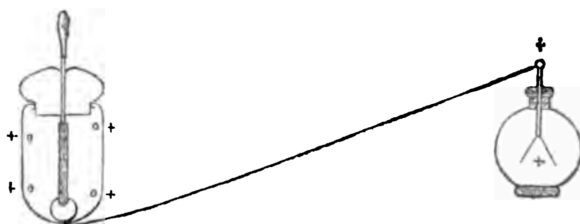
lebb eső pontok negativ elektromos állapotban maradnak. Ez a negativ elektromosság a megosztás okának eltávolítása után (641. ábra), szabadon szétterül a gyüjtő felületén **(321)**.

Nagyon tanulságos ez a kisérlet, ha megismétlésekor fonálkeresztes messzelátóval szabatosan megfigyeljük az aranylemezek állását; nem fogunk ugyanis semmi különbséget



641. ábra. A negativ elektromosság szétterülése.

észrevenni azon állásuk között, melyet ez első esetben (639. ábra) vettek fel, midőn a golyó előidézte pozitiv elektromosság hatása miatt hajoltak szét, és amaz állásuk között, melyet a második esetben (642. ábra) vettek fel, mikor is a golyó eltávolítása után szabadon szétterülő negativ elektromosság hatására ugrottak szét.



642. ábra. A golyó a gyűjtő falával érintkezik.

325. De ez még nem minden. Ha a messzelátóval gondosan megfigyeljük a lemezek állását, midőn a golyó a gyüjtő belsejében van (639. ábra), és ha ezután a golyót a gyüjtő falához érintetjük (642. ábra), úgy, hogy elektromos állapota a

gyüjtő felületére húzódjék: a lemezek széthajlása épen akkora, mint volt az előbb. Tudjuk (**321**), hogy most, ha kiveszszük a golyót, az elektromosságnak többé már semmi nyomát sem árulja el.

Mondottuk, hogy ez a kisérlet igen tanulságos. Valóban, ha szabad feltennünk, hogy egyenlő okok egyenlő eredményeket hoznak létre, arra tanít bennünket:

1. Hogy a burkolatban megosztás révén keletkező ellenkező elektromosságok mennyisége úgy egymással, mint a megosztóval egyenlő.

2. Hogy az ellenkező elektromosságoknak két egyenlő mennyisége, ha minden más elektromos megosztástól megóvott vezető felületén van, e vezetőt természetes állapotában meghagyja.

326. Ennélfogva az elektromossággal, a nélkül, hogy mibenlétét ismernünk kellene, úgy bánhatunk el, mint valamelyes algebrai mennyiséggel, mely pozitiv és negativ értékeket vehet fel. Ezzel a megállapodással az F erőnek a **323.** pontbeli

$$F = c\frac{qq'}{r^2} \tag{1}$$

képletből kifejezett értéke pozitiv, ha q és q'-nak egyazon jele van, és negativ, ha jelük különböző; és ha továbbá is ragaszkodunk ahhoz a megállapodáshoz (I, **101, 142**), mely szerint a taszitó erőket pozitivaknak, a vonzókat pedig negativaknak tekintjük: észreveszszük, hogy ez a képlet felöleli az elektromos hatásoknak mindazon lehető eseteit, melyeket eleddig megfigyeltünk.

327. És most végre megállapithatjuk az **elektromosság egységét.** Egységül azt az elektromosság mennyiséget veszszük, mely egy pontba* összegyüjtve a levegőn át az erő egy-

* A valóságban lehetetlen volna egy szigetelt pontba véges meny-

ségével hat az ugyanannyi elektromossággal megtöltött és a távolság egységében levő anyagi pontra.

De ha az 1. képletben $q = q'$, $F = 1$ és $r = 1$ tétetik, az

$$1 = cq^2$$

alakot ölti, és ha még felteszszük, hogy ez esetben $q = 1$, következik, hogy $c = 1$, úgy, hogy az imént elfogadott mértékrendszerben, melyet **elektrostatikai abszolut rendszer**nek nevezünk, a COULOMB törvényét kifejező képlet az

$$F = \frac{qq'}{r^2} \qquad (2)$$

egyszerűbb alakot ölti.

A C. G. S. rendszerbeli erőegység, melynek neve *din* (I, **82**, *m*), az az erő, mely 1 grammnyi tömegre 1 másodperczig állandó intenzitással hatván, e tömegben másodperczenkénti 1 czentiméter sebességet létesít.

Ezt tekintve, mondhatjuk, hogy a mi elektromosság-egységünk 1 grammnyi tömegű anyagi pontra, mely szintén az elektromosság-egységgel van megtöltve, 1 cm távolságból 1 másodperczig hatván, e tömegben szintén másodperczenkénti 1 cm sebességet létesítene.*

328. De hát micsoda is az az elektromosság?

Anyagias folyadék-e, vagy pedig az energia egyik formája? — Ezt még nem tudjuk! De az eddigelé megfigyelt összes tényekkel összhangzásban azt az egyet bizvást állíthatjuk, hogy az elektromosságot épen úgy nem lehet megsemmisí-

nyiségű elektromosságot összegyüjteni, mert, miként látni fogjuk (**358**), szétszóródnék, vagyis a környező levegőbe menne át. Elektromozott pontnak felvétele mathematikai absztrakczió.

* Itt megjegyezzük, hogy míg az elektromosság-egység az elektromosság-egységre az erő egységével (1 *din*) hat, addig a tömegegység a tömegegységre a gravitáczió hatása révén (I, **140**) csak

$$65 \times 10^{-9} = 0{,}000\ 000\ 065$$

erőegységgel hat.

teni, mint az anyagot, ép olyan kevéssé lehet elpusztítani, mint az energiát; és az **elektromosság megmaradásának** ezt az elvét a természet egyik fontos törvényének tekinthetjük, melynek bizonyára nem csekélyebb jelentősége van, mint az anyag és az energia megmaradására (I, **115**) vonatkozó analog törvényeknek.

E törvényt oly értelemben fogjuk fel, hogy a testek egy rendszerében, mely minden külső elektromozó hatástól meg van óva, nem lehetséges pozitiv elektromosságot gerjeszteni a nélkül, hogy egyidejűleg egyenlő mennyiségű negativ elektromosság ne nyilvánulna, minélfogva az elektromosságok mennyiségének algebrai összege a rendszerben mindig állandó.

329. Láttuk már, hogy a mikor két testet egymással dörzsölünk, ellenkező elektromosságokat vesznek fel; és hogy kimutassuk, hogy ezen elektromosságok tényleg egyenlő menynyiségben vannak meg, elegendő, ha e két testet, a szétszóródástól óvakodva, egymásután a 639. ábrabeli készülékbe (**324**) teszszük és megfigyeljük, vajjon az aranylemezek a két esetben egyenlőképen hajolnak-e szét. Vagy szintén együttesen tehetjük e testeket a szigetelt gyüjtőbe, és ekkor azt tapasztaljuk, hogy az aranylemezek veszteg maradnak, jeléül annak, hogy az egyiktől gerjesztett elektromosság teljesen kiegyenlíti a másiktól gerjesztettet. És a lemezek akkor sem fognak megmozdulni, ha a gyüjtőbe olyan szerkezetet zárunk, mely a dörzsölés műveletére és ennélfogva a két test megelektromozására alkalmas; ilyen szerkezet volna egyike azon elektromozó gépeknek, melyeket meg fogunk ismerni (**359**).

Az ilyetén kisérletekben egyáltalában nem szükséges, hogy az elektromozott testek a gyüjtő falától el legyenek szigetelve; vagy az egyik, vagy a másik, vagy mind a kettő is fémi összeköttetésben lehet vele, és az összeköttetés lehet folytonos, vagy pedig tetszés szerint megszakított: az aranylemezek az elektromosságnak legkisebb jelét sem árulják el.

Ez a dolog arról tanuskodik, hogy ha a burkolat belsejében bármiféle, ha még oly kézzelfogható, vagy még oly bonyolódott tünemény is megy végbe, az elektroszkóphoz vezető drótban semmiféle elektromosság sem megy át.

Bizvást következtethetjük tehát, hogy a burkolat belsejében minden épen úgy menne végbe akkor is, ha a fémdrót a helyett, hogy az elektroszkóphoz vezet, a földbe vezetne.

330. Nos, midőn kisérleteinket végrehajtjuk, egy szoba belsejében vagyunk, melynek falai, padlója és tetőzete a földdel közlekedő vezető burkolatot alkotnak. Úgy áll a dolog, mintha a földbe, ebbe az igen nagy gyüjtőbe vájt üregben volnánk.

Ha tegnap minden testet, vezetőt és szigetelőt, a természetes állapotban hagytunk ott, és ha semmi sem mozdult meg, és bent semmi olyasmi sem esett meg, a mi elektromosságot gerjeszthetne: bizonyosak lehetünk benne, hogy ma ott minden dolgot a természetes állapotban fogunk találni, időközben bármi történt légyen is odakint (322).

Ha most valamely testet pozitiv elektromossággal töltünk, valamely pontban szükségképen épen annyi negativ elektromosságot gerjesztünk (329).

És ha megengedjük is, hogy ez a negativ töltés a földdel közlekedjék, azért még sem fog távozni a szobából, hanem megosztás révén visszatartatik (325).

Tegyük fel, hogy a test, melyet pozitiv töltéssel látunk el, fémdarab, és kössük össze vezetőleg a földdel, úgy, hogy a földdel egyetemben egy gyüjtőt alkot. Pozitiv elektromosságának a külső felületre kell húzódnia (321), hacsak nem talál már a falakon szétosztott ellenkező elektromosságra, melylyel közönbösödik. Ily módon sül ki az a fémdarab, mely valamely vezető üregében van és azt érinti: s ugyanígy értendő a földnek úgynevezett **egyetemes gyüjtő**-szerepe (305).

331. A szobában járkálva, talpunknak a padlóhoz való dörzsölődése, a testünkön levő ruhához, a tőlünk megmozdított

levegőhöz való dörzölődésünk, mind megannyi forrása az elektromosságnak. S azért külsőleg még sem mutatkozik a pozitiv vagy negativ töltésnek legcsekélyebb nyoma sem. Sőt mi több, belsőleg rendkívül bonyolódott folyamata megy végbe azon fizikai és chemiai tüneményeknek, melyeknek összessége az életet alkotja, s a melyeknek mindegyikéről elmondhatjuk, hogy elektromos tünemények kisérik. És mégis minden pozitiv elektromozásnak elmaradhatatlanúl megfelel az ellenkező elektromozás.

Úgy áll a dolog, mint ha olyas *valami* forogna szóban, a mi csak úgy gyüjthető össze valamely pontban, ha egy másiktól elvétetik, úgy hogy minden fölöslegének épen akkora hiány felel meg.

Ha ebből a szempontból indulunk ki, az elektromosság csak egyféle volna, és a két elektromos állapot csak elektromosságbeli fogyatkozásnak vagy gyarapodásnak felelne meg.

Ez egyike az anyag elengedhetetlen tulajdonságainak, vagy még szabatosabban szólva, elengedhetetlen tulajdonsága minden individuálisan létezőnek. Eme felfogás szerint az elektromosság az anyagnak egy igen finom, súlyméréseinknek alá nem vethető faja volna, a világtérbeli éterhez hasonló anyag, mely azonban teljesen különbözik a nehéz anyagtól, mert egészen más hatásokat tár elénk **(323, 327)**. Fel lehetne talán tenni azt is, hogy az elektromosság az energia egyik alakja. Hisz az energiának is, ha egy testtől elvétetik, szükségképpen meg kell jelennie egy másikban; az energia is elpusztíthatatlan. Az energia abban különbözik az anyagtól, hogy különböző, egymássá átváltoztatható alakokat ölthet, míg a különböző anyagok egymássá nem alakulnak át: a hidrogén nem válik oxigénné, mint a hogy a hő átalakul mechanikai munkává, vagy a chemiai helyzeti energia átalakul hővé.

Nos, habár kellőképen meg van állapítva, hogy az elektromosság magamagával mindig azonos marad és hogy az elektromos tünemények az elektromosságnak egyik pontból a másikba

való átviteléből állanak; habár eddigelé nem lehetett az elektromosságnak akár hővé, akár mechanikai munkává, akár pedig az energia egy másik alakjává való átalakulását kimutatni: a tudomány jelenlegi állása mellett még sem lehet állítani, hogy az elektromosság az anyagnak valamilyen fajtája lenne.

332. Nincs továbbá semmi érvünk annak eldöntésére, hogy a két elektromos állapot közül melyik tulajdonítandó elektromosságbeli fölöslegnek, és melyik elektromosságbeli hiánynak; mégis, hogy gondolatainkat határozott fogalomhoz fűzhessük, egész önkényesen fel fogjuk tenni, hogy *a pozitiv elektromozás az elektromosság hozzáadásának, a negativ pedig elvonásának felel meg*; de el kell készülve lennünk, hogy e felfogást legott elejtjük, a mint valamely tény vele ellenkezik.

XXXVII. FEJEZET.

ELEKTROMOS POTENCZIÁL.

333. Valaki előtt talán furcsának tünhetik fel, mikor azt hallja, hogy az elektromosság nem hozható létre, hogy az elektromosság nem pusztítható el; hogy energia árán nem nyerhető, hogy eltünése nem hővé való átalakulás, sem pedig sugárzó energiává vagy pedig a tömeg eleven erejévé való átalakulás.

Álljunk meg egy kissé ennél a pontnál, mert arra késztet, hogy minden kétértelmüséget eloszlassunk.

Nagyon is igaz, és különböző esetekben ki is fogjuk mutatni, hogy az elektromozás munkát kíván, és hogy a természetes állapotba való visszatérés igen gyakran melegséget, fényt, chemiai szétbontást, mechanikai hatásokat létesít.

De hiszen munkát kíván az is, ha a kútból vizet merí-

tünk és a tetőn levő tartóba viszszük; a tetőről alászálló víz pedig az energia legkülönbözőbb nyilvánulásait létesítheti. De azért mondjuk-e, hogy az elfogyasztott munka vízzé alakult át, és hogy azután a víz hővé, chemiai energiává vagy tudom is én mivé változott át?

Bizonyára nem. És ha nem mondjuk ezt a vízről, nem mondjuk az elektromosságról sem.

Munkát kell ugyan végeznünk, hogy valamely testet megelektromozzunk, de munkánk nem alakul át elektromossággá, jóllehet elosztását akként változtatja, hogy oly körülmények közé jut, melyekben munkánkat visszaadhatja. A megelektromozott test ugyanis vonz vagy taszít más testeket, és ezek mozgásba jöhetnek, azaz a tömegök eleven ereje megváltozhatik.

És most épen azon leszünk, hogy az elektromos erők munkáját tanulmányozzuk.

334. Lássunk először is csak két testet, melyeket egymáshoz dörzsölünk, vagy bármely más olyan műveletnek vetünk alá, mely őket elektromos állapotba juttatja. Ha az első q mennyiségű elektromosságra tett szert, a második **(329)** — q mennyiséget nyert, vagyis elfogadott álláspontunk **(332)** szerint ugyanannyit veszített.

E két test most vonzza egymást. Egyszerűség kedveért oly kicsinyeknek teszszük fel őket, hogy méreteiket távolságukhoz képest, melyet r-rel fogunk jelölni, elhanyagolhassuk; az erő, melylyel egymást vonzzák, **(327)** szerint:

$$F = -\frac{q^2}{r^2}.$$

Magukra hagyva egymás felé közelednek, eleven erőre tesznek szert, összeütköznek, és elektromos vezető képességükhöz **(304)** képest kisebb-nagyobb idő elteltével természetes állapotba jutnak.

Az ebben a folyamatban fejlesztett hő egyenértéke azon

munkának, melyet elfogyasztottunk, hogy e két testet megelektromozzuk s egymástól r távolságba vigyük.

Ha ellenben távolságukat nagyobbítani akarjuk, folyton csökkenő erőt kell leküzdenünk, mely erő csak akkor válik zérussá, mikor a két test egymástól végtelen távolságban van. Ennélfogva olyatén munkát kell végeznünk, mint a minő megkivántatik, hogy súlyos testet a földtől eltávolítsunk (I, **99**). És kimutatható (I, **144**), hogy végtelen távolság elérésére megkivántató munkának ez a kifejezése:

$$\frac{q^2}{r}.$$

335. Ha ellenben egyenlő nevüleg elektromozott két test van jelen, melyek töltése q és q' és mind a kettő vagy pozitiv vagy negatív, az

$$F = \frac{qq'}{r^2}$$

erővel fogják egymást taszítani, és magukra hagyva, végtelen kölcsönös távolságba jutnak, miközben egészben véve

$$\frac{qq'}{r}$$

eleven erőre tesznek szert, mely egyenértékű azon munkával, mely megkivántatik, hogy végtelen távolságból r távolságnyira közelítessenek egymáshoz.

Az esetben, ha e testek egyikének töltése épen az egység, azaz hogy $q' = 1$, kölcsönös hatásuk $\frac{q}{r^2}$-re, elektromos energiájuk pedig $\frac{q}{r}$-re redukálódik. És miként a gravitáczió esetében (I, **145**), úgy most is a

$$V = \frac{q}{r}$$

kifejezést potencziálnak nevezzük, mely q elektromosságmennyiségtől származik és felhalmozódása pontjától számított

r távolságra vonatkozik; a **potencziál** *egy adott pontban azt a munkát fejezi ki, melyet az elektromos erők végeznek, midőn a pozitiv elektromosság egységével megtöltött anyagi részecske attól a ponttól végtelen távolságba megy át,* s ily módon magát ezen erők hatása alól kivánja.

Ha a q töltés pozitiv, a potencziál szintén pozitiv és végrehajtott munkát fejez ki; az ellenkező esetben felemésztett munkát fejez ki, és pedig abszolut érték szerint azt a munkát adja, mely megkivántatik, hogy az elektromosság egységével megtöltött pont az elektromos vonzás ellenében végtelen távolságba vitessék.

336. Ha a q töltés a helyett, hogy egyetlen pontban össze volna gyüjtve, miként eddig feltettük, pontrendszerre, testre, vagy testrendszerre volna szétosztva: eme bonyolódottabb rendszertől származó potencziál egyenlő azon egyes pontok potencziáljainak összegével, melyekre a rendszer szétbontva képzelhető.

Legyenek e végből egy elektromozott test különböző pontjaiban levő pozitiv vagy negativ elektromosságának mennyiségei $q_1, q_2, q_3, \ldots$, egy adott P ponttól mért távolságaik pedig $r_1, r_2, r_3, \ldots$; akkor

$$V_r = \frac{q_1}{r_1} + \frac{q_2}{r_2} + \frac{q_3}{r_3} + \ldots \qquad (3)$$

összeg megadja ezen test elektromos potencziáljának P pontbeli értékét, mely mindenkor az elektromosság egységével megtöltött igen kicsiny testre ható elektromos erők munkáját fejezi ki, mialatt e testecske a tér illető pontjából a végtelenbe megy át.

337. Először is vegyünk figyelembe két P és Q pontot a tér azon részében, melyben elektromozott testektől származó hatások észrevehetők, vagy, miként mondani szoktuk, vegyünk figyelembe két P és Q pontot az **elektromos tér**ben, mely eme testektől származik; és tegyük fel, hogy egységnyi töltésű tes-

tecske P-ből Q-be átmehet a nélkül, hogy e miatt a tér tulajdonságai észrevehető módosulást szenvednének. Ezen átmenetnek bizonyos munka felel meg, melyet a mondottakból folyólag a P és Q pontbeli potencziálok különbsége fejez ki, és független a P és Q között befutott úttól.

Teljes szigorúsággal a **zérus-potencziál** csak minden elektromozott testtől való végtelen távolságban van.

Kényelem kedveért azonban relatív zérusnak szoktuk felvenni a föld potencziálját, épen úgy, a mint a mérséklet zéruspontjául a jég olvadása pontját, vagy a magasságok zéruspontjául a tenger színét veszszük.

338. Ha két pontban levő potencziálok különbsége azt a munkát méri, mely egységnyi töltésű testecskének eme pontok egyikéből a másikába való átviteléhez megkívántatik, következik, hogy magának az ezen pontokat összekötő egyenes mentén ható **elektromos erő**nek középértékét megkapjuk, ha a potencziálok különbségét elosztjuk a távolsággal (I, **107**);



643. ábra. Potencziálkülönbség ábrázolása.

$$F = \frac{V_p - V_q}{d} \qquad (4),$$

és az erőnek ez a középértéke annál közelebb jár ahhoz a valódi értékhez, melylyel az egyik vagy a másik pontban bír, mentül kisebb d távolságuk. Az elektromos erőnek valódi értéke a P pontban és Px irányban tehát a következőképen van megadva:

$$F = \lim_{d=o} \frac{V_p - V_q}{d}. \qquad (4a)$$

339. Habár fölöslegesnek látszhatnék, azért mégis újra felemlítjük, hogy azon pontok mértani helyét, melyeknek egyazon potencziál felel meg, **egypotencziálú felület**nek vagy

pedig **színtfelületnek** is nevezzük (I, **148**); hogy továbbá semmi munka sem kivántatik meg, ha elektromozott testek egypotencziálú felület mentén bármiként is elmozdulnak; hogy végre az egy pontbeli erők eredője, vagy a mint nevezni szokták: **az elektromos tér intenzitása,** — minthogy (4) értelmében az érintő irányában az elektromos erő zérus értékű — mindenkor merőleges a szintfelületre, számbeli értékét pedig a (4a) képlet adja, ha t. i. Px az illető szintfelületre merőleges.

Hozzáteszszük még, hogy **erővonalnak** nevezzük azt a görbe vonalat, mely merőlegesen éri az összes szintfelületeket; vagy más szavakkal azt a görbét, melynek érintője minden pontban merőleges a színtfelületnek ugyanezen pontbeli érintősíkjára; ez okból iránya minden pontban az eredő erő irányával megegyezik, vagyis ugyanaz, mint az **elektromos tér iránya** az illető pontban.

Erő-cső nevét az a csőszerű tér viseli, mely a szintfelület zárt elemét áthatoló erővonalaknak a geométriai helye.

340. A potencziál egyenlő, de elég közeli értékeihez tartozó színtfelületek rendszerének egy vagy több sík metszetét megszerkesztvén, az elektromos tér tulajdonságai grafikusan is előtüntethetők. Ezek a vonalak, a mint a (4) képlet követeli, sűrűbbek ottan, ahol a tér intenzitása nagyobb s viszont a tér intenzitása az egymásra következő felületek közével fordítva arányos.

Az elektromos tér intenzitása, valamint iránya bármely helyre nézve még így is előtüntethető: *meghúzzuk az erővonalakat s megállapodunk abban, hogy számuk az illető helybeli intenzitással arányos legyen;* vagyis, ha n a szintfelület σ elemén áthaladó erővonalak száma ott, a hol az intenzitás I, legyen

$$n = \sigma I.$$

A σI szorozmányt az **erő áramlásának** (flux of force) szokás nevezni, és pedig a σ felületen átvonuló áramlásnak: meg-

állapodásunk szerint tehát az erő áramlását az illető elemen átvonuló erővonalak száma fejezi ki.

Ha már most valamilyen a felületi elemet veszünk, mely azonban nem szintfelületnek eleme, akkor a rajta átmenő áramlást megkapjuk, ha az elemnek a rajta átvonuló felületre való vetületét az intenzitásnak helybeli értékével megszorozzuk, vagy pedig, a mi ugyanaz, ha a elem felületét az elektromos erőnek a normálisa menti összetevőjével szorozzuk meg. Igy, ha a normálisa s az elektromos tér közé fogott szöget α jelöli, akkor az a-n átvonuló elektromos erő áramlása

$$aI\cos\alpha. \qquad (5)$$

Hogy valamely véges A felületen átmenő **teljes erőáramlás** kiszámítható legyen, a felületet elemekre kell bontani; az egyes elemek áramlását az (5) képlet szerint külön kiszámítván s valamennyit összeadván, megvan a keresett mennyiség.

Világos, hogy egy erőcsőnek bármely keresztmetszetén átmenő erőáramlás állandó marad, hacsak a cső valahol elektromos töltést nem fog körül.

341. Az esetben, ha az elektromos tér csupán csak egy töltött ponthoz tartozik, a szintfelületek olyan gömbfelületek, melyek középpontja a töltött pontban van; az erővonalak a pontból kiinduló sugarak, az erőcsövek pedig csúcsaikkal a töltött pontban összejövő kúpok. A középpontból r távolságban a potencziál $\frac{q}{r}$ s a tér intenzitása $\frac{q}{r^2}$; a gömbfelület σ elemén átmenő erőáramlás

$$n = \sigma\frac{q}{r^2}$$

s az egész felületen átmenő áramlás

$$N = 4\pi r^2\frac{q}{r^2} = 4\pi q.$$

A teljes erőáramlásnak értéke tehát bármely zárt felületre

nézve, beleértve magát az elektromozott pontot is, mindenütt ugyanaz.

De ha az elektromos teret több elektromozott pont vagy test létesíti, akkor a szintfelületek többé-kevésbbé bonyolódott alakot öltenek; ámde az *egy zárt felületen átmenő teljes erőáramlás mindenkor a körülfogott töltések algebrai összegével egyenlő, azt még 4 π-vel megszorozván.* Abban a külön esetben, ha a körülfogott töltés zérus, a felületen átmenő áramlás értéke is zérus, és megfordítva, *ha valamely zárt felületen egy erővonal sem hatol keresztül, a felülettől körülfogott töltések algebrai összege zérus.*

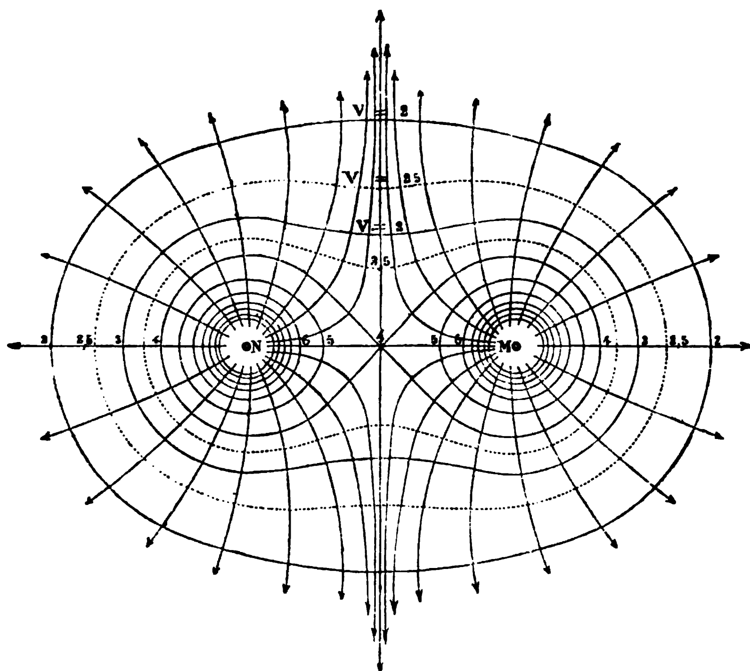
342. Belátható, hogy az egyetlen egy elektromos középponthoz tartozó elektromos térben a szintfelületek, ha messzebb és messzebb fekvő pontokat veszünk szemügyre, mindinkább összeesnek az illető pontbeli érintő-síkjaikkal s hogy egyúttal a potencziálnak hosszegységenkénti változása mindig kisebbedik. A középponttól igen messze fekvő pontokban a szintfelületek síkoknak tekinthetők; az erővonalak pedig párhuzamos egyeneseknek vehetők, úgy mint a földfelületnek nem túlnagy kiterjedésű részén a különböző pontokhoz tartozó függélyesek; és továbbá, a mint a földi nehézség terében a test nehézségét a magasságtól függetlennek veszszük, úgy veszszük állandónak a most szemügyre vett elektromos térben az intenzitást s ugyancsak állandónak a potencziálnak hosszegységenkénti változását. Az állandóság egész szigorúan véve csakis az elektromozott középponttól végtelen távolságban következik be. Ez esetben **egyenletes elektromos tér** támad.

343. Abban az esetben, ha az elektromosságot két M és N pont létesíti, melyeknek pozitiv a töltésök és q-val egyenlő, az M és N-től r, illetőleg r' távolságban levő P pontban a potencziál (3) szerint nyilván

$$V = q\left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'}\right).$$

A 644. ábra az *M* és *N* pontokon átmenő síkba eső metszetei az egypotencziálú felületeknek, és pedig a következő egyenlőközű értékeknek megfelelőleg:

$$V = 2;\ 2{,}5;\ 3;\ 3{,}5;\ 4;\ \ldots$$



644. ábra. Egypotencziálú felületek és erővonalak.

$MN = 4$ cm és $q = 4$ vétetett; a rajzban még az erővonalak is fel vannak tüntetve.

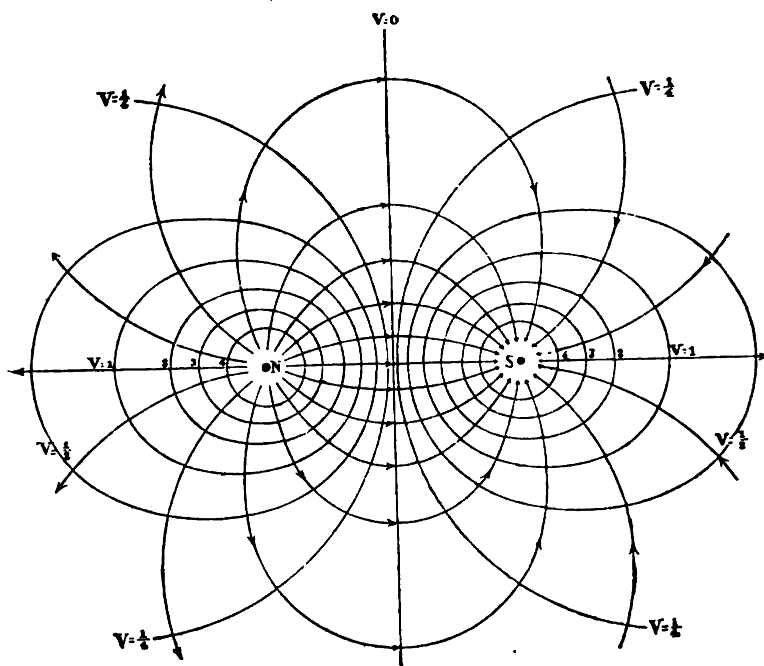
A 645. ábra ellenben azt az esetet tünteti elő, melyben *N* pozitiv, *S* pedig az előbbivel egyenlő negativ töltéssel van ellátva. A potencziál most a következő:

$$V = q\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'}\right).$$

Nyilvánvaló, hogy $r = r'$, vagyis az *N* és *S*-től egyenlő távolságban levő pontokra nézve $V = o$; eszerint ezen pontok geométriai helye olyan szintfelület, mely a teret a pozitiv

potencziálok s a negativ potencziálok terére osztja; az első az N, a második pedig az S oldala. A többi, a

$$V = {}^{1}/_{4},\ {}^{1}/_{3}\ {}^{1}/_{2},\ 1,\ 2,\ 3,\ 4, \ldots$$



645. ábra. Egypotencziálú felületek és erővonalak.

értékeknek megfelelő felületek tojásdad alakúak, melyek annál jobban közelednek a gömbfelülethez, mennél közelebb vannak az egyik, vagy másik ható középponthoz. Valamennyi erővonal ezen középpontokból indul ki: egyikök az NS egyenes, a többi homorú oldalával mind feléje fordul, s annál jobban görbül, mennél inkább távolódik tőle.

344. Ha jól megértettük a potencziál jelentményét **(335)**, legott észreveszszük, hogy ha egy bizonyos pontbeli V értékét valamely q' elektromosság-mennyiséggel megsokszorozzuk, úgy

ama munka kifejezését nyerjük, melyet a szerint, a mint Vq' pozitiv vagy negativ, az elektromos erők végeznek, vagy a melyet ezen erőkkel szemben el kell fogyasztani, midőn ezen q' töltés a figyelembe vett pontból a végtelenbe mozdul el.

Ezt előrebocsátván, vegyünk figyelembe valamely testet, melynek pozitiv töltése q', és vizsgáljuk meg mozgását a mozdulatlannak feltételezett többi töltéshez viszonyítva (I, **16**). Ha oly pontban van, melyben a többi töltéstől származó V potencziál pozitiv, Vq' azon munka fog lenni, melyet az elektromos erők végrehajtanak, midőn a test a végtelenbe vitetik, hol is $V = o$; innét kitünik, hogy kisebb potencziálú pontok felé törekszik elmozdulni.

Ugyanez áll akkor is, midőn ez a pozitiv töltésű test negativ potencziállal rendelkező pontban van, mert ekkor $Vq' < o$ azt a munkát méri, melyet az elektromos erőkkel szemben végeznünk kellene, hogy végtelen távolságba vigyük, és ennélfogva ezek az erők azon vannak, hogy oly pontok felé mozdítsák, melyekben a negativnek megmaradó V folyton növekedő abszolut értékeket vesz fel.

Ily módon mondjuk a gravitáczióval való analogia szerint, hogy *pozitiv elektromos töltésű test magasabb potencziálú pontokból alacsonyabb potencziálú pontok felé igyekszik elmozdulni.*

345. Az eddig mondottakban arra az esetre szorítkoztunk, hogy az elektromosság csak annyiban mozdul el a térben, a mennyiben a vele megtöltött testek elmozdulnak, és nem tekintettünk azokra az elmozdulásokra, melyeknek az elektromosság ugyanezen testek részeire vonatkozólag alávethető. Pedig tudjuk, hogy ilyetén elmozdulások előfordulnak, mert láttuk, hogy a különböző testek, különösen pedig a jó vezetők, vagy vezetés (**304**) vagy megosztás (**311**) útján töltetnek meg és süttetnek ki.

Ha a levegő jól vezetné az elektromosságot, nyilvánvaló, hogy például valamely fémmel közölt bármely töltés legalább

is a légkör határáig húzódnék; mert tudjuk, hogy az elektromosság nem marad a vezetők belsejében, hanem felületükre húzódik.

Másrészt megjegyeztük, hogy a mikor valamely elektromozott test egy másik testet vonz vagy taszít, ez utóbbi soha sincs természetes állapotban (311). Ennélfogva logikus az a feltevés, hogy az elektromos hatások nem érik közvetetlenül az anyagot, hanem az ezen levő elektromosságot, s csak ennek révén közlődnek az anyaggal.

E szerint az elektromos erők munkáját a testektől függetlenül is tekinthetnők, s például mondhatnók, hogy az elektromos potencziál a tér egy adott pontjában azt a munkát fejezi ki, melyet ezen erők végrehajtanak, midőn a pozitiv elektromosság egysége e ponttól a végtelenbe megy át.

Két pontra vonatkozó potencziál-különbség pedig az egységnyi töltésnek az egyik pontból a másikba való átmenete alkalmával végzett munkát fejezné ki.

És érthetővé válik, hogy a pozitiv elektromosság mindinkább az alacsonyabb potencziálú tájak felé terjedni igyekszik, a mint hogy tényleg terjed is, ha átmenetelében akadályokra nem talál, azaz ha vezetőben van.

Ebből az egyszerű megfontolásból egy tétel következik, mely azon alaptörvény következményének is tekinthető, hogy az elektromos hatások eredője valamely vezető belső pontjaiban egyenlő a zérussal (322). Vagyis következik, hogy *egyensúly esetében valamely vezetőnek úgy belső, mint felületi pontjaiban a potencziálnak egyazon értékűnek kell lennie,* és hogy ennélfogva ezen vezetőnek valamely szigetelővel érintkező felülete egypotencziálú felület tartozik lenni.

346. Következik továbbá, hogy a midőn különböző potencziálú két vezetőt fémdróttal összekötünk, a magasabb potencziálúból a másikba pozitiv elektromosságnak kell mindaddig átmennie, míg az egész vezető rendszerben a potencziál egyenlővé nem vált.

Végül ugyancsak mint következményt említjük fel, hogy ha kezdetben elektromosság nélkül való két fémgolyócskát az elektromos tér olyan két pontjába helyezünk, melyekben a potencziál különböző, és ezután dróttal összekötünk, a golyócskák egyenlő és ellenkező töltést vesznek fel; ha most az elektromos tér állapotát megváltoztatjuk, pozitivvá az lesz, a melyiknek helyén a potencziál előbb alacsonyabb volt, negativvá pedig a másik, melynek helyén a potencziál magasabb volt összeköttetésük előtt.

XXXVIII. FEJEZET.

AZ ELEKTROMOSSÁG ELOSZTÓDÁSA A VEZETŐKBEN.

347. Tekintsünk most egy a térben elszigetelt vezető gömböt; és hogy tényleg létesithető állapottal legyen dolgunk, képzeljük a gömböt hosszú selyemszálon felfüggesztve és pedig oly messze minden más tárgytól, hogy tőlük semmi észrevehető megosztásban nem részesüljön. Közöljünk vele Q elektromosságot, mely a szimmétriánál fogva egyenletesen osztódik el.

Eme töltésnél fogva a potencziál a gömbön kivűl fekvő különböző pontokban más meg más értékeket fog felvenni, és kimutatható, hogy a középponttól való L távolságban épen azt a $\frac{Q}{L}$ értéket veszi fel, melyet felvenne, ha a Q töltés magában a középpontban volna egyesítve (I, **139**). Azonban a gömbön belül fekvő pontok mindegyike egyazon potencziálon van **(345)**, s hogy értékét megkapjuk, elegendő, ha a középpontra nézve határozzuk meg. E végből képzeljük a gömbfelületet elemekre felosztva, melyek mindegyikére a maga elemi töltése esik, és vegyük

figyelembe, hogy a keresett potencziál, melyet V_o jelöljön, összege (336) amaz elemi potencziáloknak, melyeket a középponttól R távolságban levő ugyanannyi ponttól származottaknak tekinthetünk. Így tehát:

$$V_o = \frac{Q}{R},$$

mely érték adott töltés mellett fordított viszonyban van a gömb sugarával.

348. S viszont, ha különböző gömböket ugyanazon V_o potencziálra akarunk emelni, sugaraikkal arányos elektromosság-mennyiségeket $(Q = R V_o)$ kell velük közölni.

Már most az olyan vezetőt, mely több elektromosságot kiván meg, mint egy másik, hogy egyazon potencziálra emeltessék, nagyobb elektromos térfogatúnak, kapaczitásúnak mondjuk; valamely vezető **elektromos kapaczitását** meghatározza töltésének ahhoz a potencziálhoz való viszonya, melyre ez a töltés a vezetőt emeli. Ha C-vel jelöljük, úgy:

$$C = \frac{Q}{V_o},$$

mely képlet szerint valamely vezető elektromos kapaczitása kifejezi még azt az elektromosság-mennyiséget, melyet vele közölni kell, hogy potencziálja az egységgel emelkedjék.

A gömb kapaczitását tehát ugyanaz a szám fejezi ki, mely a sugarát adja, s így például a tőlünk elfogadott mértékrendszer (327) szerint 1 cm sugarú gömb a kapaczitás egységével rendelkezik.

Az olyan vezetőnek, mely semmi elektromos megosztásnak alávetve nincs, állandó kapaczitása van, mely csakis külső felületének (324) (370) alakjától és méreteitől függ, és kimutatható, hogy geométriailag hasonló vezetőkre nézve homolog méreteikkel arányos.

349. Legyen adva bárminő két vezető egymástól akkora távolságban, hogy egymásra észrevehető megosztó hatással ne

legyenek; C és C' kapaczitásaikkal arányos töltéseik legyenek Q és Q', úgy hogy tehát (**348**) egyazon V potencziálon legyenek. Ha a vezetőket összekötjük egy fémdróttal, mely oly vékony, hogy kapaczitása elhanyagolható, az új rendszer még mindig ugyanazon a potencziálon marad:

$$V = \frac{Q}{C} = \frac{Q'}{C'} = \frac{Q + Q'}{C + C'},$$

és következésképen kapaczitása $C + C'$.

Ha azonban a szigetelt vezetőkön levő Q és Q' elektromosság-mennyiségek nem úgy állanak egymáshoz, mint a vezetők C és C' kapaczitásai, akkor a vezetők potencziáljai különbözők; nevezetesen pedig

$$V = \frac{Q}{C}, \quad V' = \frac{Q'}{C'}.$$

Ha tehát ez esetben is elhanyagolható kapaczitású dróttal összeköttetést létesitünk közöttük, a magasabb potencziálú vezetőről elektromosság megy át a másikra (**345**) mindaddig, mig új egyensúlyi állapot nem jön létre; ezt az a feltétel határozza meg, hogy a potencziál új, az egész összetett vezetőre nézve állandó V'' értéket vesz fel:

$$V'' = \frac{Q + Q'}{C + C'} = \frac{VC + V'C'}{C + C'}.$$

Hogy meghatározzuk azon q illetőleg q' töltést, mely a vezetők mindegyikét emez új állapotban megilleti, csak a

$$V'' = \frac{q}{C} = \frac{q'}{C'}$$

feltételt kell felirnunk, melyből

$$q = \frac{C}{C + C'}(Q + Q'); \quad q' = \frac{C'}{C + C'}(Q + Q').$$

350. Általában, ha akárhány vezető van jelen, de egymástól akkora távolságokban, hogy kölcsönös megosztó hatásuk elenyésző legyen, ha kapaczitásaik C', C'' C''', . . . , töltéseik

Q', Q'', Q''', . . . , és ha őket igen vékony drótokkal kötjük össze, egyetlen vezetőt fognak alkotni, melynek

töltése:

$$Q = Q' + Q'' + Q''' + \ldots,$$

kapaczitása:

$$C = C' + C'' + C''' + \ldots,$$

potencziálja:

$$V = \frac{Q}{C},$$

és mivel

$$Q' = V'C', \ Q'' = V''C'' \ldots,$$

úgy:

$$VC = V'C' + V''C'' + V'''C''' + \ldots \qquad (1)$$

351. Érdekes kiemelnünk, hogy ugyanezen képletekre jutnánk, ha elektromos kapaczitások, elektromosság-mennyiségek és potencziálok helyett hőkapaczitásokat (I, **365**), hőmennyiségeket és mérsékleteket tárgyalnánk. Megjegyzendő, hogy a hőtünemények és az elektromos tünemények között még más analógiák is vannak: így például a hő valamely vezető magasabb mérsékletű pontjaitól az alacsonyabb mérsékletüekre megy át. Azonban a míg valamely test hőkapaczitása függ a test tömegétől és anyagi minőségétől és független az alakjától, addig az elektromos kapaczitásra nézve épen az ellenkező áll (**348**).

Egyébiránt ezek az analógiák semmiben sem derítik fel az elektromosság természetét. És még több más analógiát is állíthatunk fel.

Így például, ha egyazon vízszintes síkra több, S', S'', S''', . . . keresztmetszetű henger van téve, melyek A', A'', A''', . . . magasságokig vízzel vannak megtöltve, és ha őket igen szűk csövekkel összekötjük, a víz azokból a tartókból, melyekben magasabban áll, azokba fog átömleni, melyekben mélyebben áll, úgy hogy végre valamennyiben egyazon A magasságig emelkedik, melynek értékét az (1) alattival azonos

$$A(S' + S'' + S''' \ldots) = A'S' + A''S'' + A'''S''' + \ldots$$

képlet határozza meg.

Valamint ez az analógia a hő és a víz viselkedése között épen nem bizonyítja, hogy a hő valamelyes anyagmennyiség, épen úgy maga a hő- és az elektromos tünemények közötti analógia semmiképen sem keltheti azt a vélekedést, mely szerint az elektromosság az energia egy faja volna.

Különben tartsuk szem előtt, hogy a mérséklet és az elektromos potencziál közötti analógia csak mathematikai szempontból áll fen és a tünemények természetére másféle közösség nem található; a mérséklet emelkedése a fizikai tulajdonságokban változásokat idéz elő, növeli a térfogatot, megváltoztatja a halmazállapotot, stb., míg valamely vezető burkolatba zárt test bármily magas potencziálra emelhető a nélkül, hogy valamely hatás mutatkoznék rajta (**330**).

352. Nyilvánvalónak vettük fel, hogy minden megosztó hatástól megóvott gömbön az elektromosság egyenletesen osztódik el (**347**). Ha így áll a dolog, minden felület-egység töltését, vagy a mint mondjuk, az **elektromosság sűrűségét** (ρ) megkapjuk, ha az egész Q töltést a $4\pi R^2$ felülettel elosztjuk, azaz:

$$\rho = \frac{Q}{4\pi R^2}. \tag{1}$$

Minden más esetben, midőn az elosztódás nem egyenletes, az egész töltést elosztván a felülettel, csak a sűrűség középértékét nyerjük; de ha a felületnek egy kicsiny s részét veszszük, mely egy adott pontot tartalmaz, és ha vele elosztjuk a rajta levő q töltést, úgy $q : s$ adja ezen a kicsiny tájékon a középsűrűséget, és annál jobban meg fogja közelíteni az adott pontbeli sűrűséget, mentűl kisebb s. Nyilvánvaló, hogy itt felületi sűrűségről van szó, mert képtelenség volna az elektromosságnak a vezető térfogatában való elosztódásáról szólani. Azonban a szigetelők esetében nagyon is helyén lehet a térfogat-egységenkénti töltésről is szólanunk.

353. A nem gömbalakú vezetőkön a sűrűség pontról-pontra változik, és változásának törvényét bizonyos esetekben meg-

határozhatjuk számítás útján azon tétel segítségével, hogy a potencziálnak a vezetőn állandónak kell lennie (**344**); de mindig megállapítható kisérleti úton az úgynevezett *próba-korong* segítségével. Ez szigetelő markolattal ellátott vezető korongocska, melyet a megvizsgálandó pontra illesztünk és ezután a COULOMB-féle mérleg (**317**) álló golyócskája helyébe teszünk a végből, hogy megmérjük a mozgó golyócskára ható taszitását és ebből meghatározzuk azt az elektromosság mennyiséget, melyet a korongocska a szigetelt vezetőről elvitt, mely mennyiség (szem előtt tartva sok óvatosságot, melyekről itt nem szólunk) megközelítőleg arányos a megvizsgálandó pontban való sűrűséggel.*

354. A szétoszlódás kiszámítása nagyon bonyolódott és csak kevés különös esetben volt kivihető; de mindig a tapasztalással megegyező eredményeket adott. Hogy fogalmunk legyen ezen eredményekről, példaképen azt a vezetőt tanulmányozhatjuk, mely két, a kölcsönös megosztó hatások körén kívül álló s egymással igen vékony dróttal összekötött gömbből áll. E gömbök egyazon potencziálon vannak, töltéseik pedig sugaraikkal arányosak (**348**), és ennélfogva elektromos sűrűségeik, az (1) alatti kifejezésből folyólag a sugarakkal egyszerű fordított viszonyban vannak. Általában, az elektromos sűrűség valamely vezető felületén nagyobb azokban a pontokban, melyekben a felület görbültebb. Így például valamely ellipszoidon az elektromosság nagyobb mennyiségben gyülemlik össze a nagy tengely végein; és ha az ellipszoid nagyon hosszúdad, az elektromos

* Az arányosságnak ez a törvénye pusztán csak tapasztalati, mert a próbakorong elmélete olyatén számításbeli nehézségekkel jár, hogy szabatos kifejtése még nem sikerült. Azonban BELTRAMI tanár teljes szigorúsággal kimutatta, hogy ha a korongocska helyett parányi félgömböt használunk és alapját a megvizsgálandó vezetőre illesztjük, a félgömb mindenkor háromszorosát viszi el a megvizsgált területecskén az érintés előtt meglevő töltésnek. A gyakorlatban czélszerű, ha a félgömb alapja kissé homorú, hogy érintéskor köralakú széle a lehető legjobban ráilleszkedjék a vezető felületére.

sürüség e végeken igen nagy, elannyira, hogy valamely hegyben, például egy kúp csúcsában, végtelenné kell válnia.

Ha ilyen csúcscsal ellátott vezetőt tényleg meg akarunk elektromozni, ez sehogy sem sikerül, bármilyen jól legyen is elszigetelve. Ennek oka abban rejlik, hogy a sűrűség soha sem léphet túl egy bizonyos, a levegőnek az elektromosság kiáramlását akadályozó ellenállásától függő értéket (négyzet-czentiméterenként 10 elektromosság-egységet), miként ezt a következőkben szabatosabban is ki fogjuk fejteni.

355. Tekintsünk most is egy gömböt, mert ez a legegyszerűbb és az egyedüli eset, melyhez elemi algebrai ismeretekkel hozzáférhetünk. A gömb belső pontjaiban a potencziálnak állandó értéke van, melyet a következő képlettel (**347**) fejeztünk ki:

$$V_o = \frac{Q}{R},$$

mely a **352.** p. (1) képletével való kapcsolatban így alakul:

$$V_o = 4\pi R\rho.$$

A külső pontokban változó, és a középponttól r távolságban értéke (**347**):

$$V = \frac{Q}{r}.$$

A pozitiv elektromosság egységével töltött részecskét, ha ezen vezető felületének közvetetlen közelében van, taszítja egy olyan erő, mely a felületre merőleges s melynek nagysága a **340.** p. alkalmazása révén meghatározható és pedig a következőképen:

$$\frac{V_o - V}{r - R} = \frac{Q}{Rr},$$

mely kifejezésnek $r = R$ határesetnek megfélelő értéke

$$\lim \frac{V_o - V}{r - R} = F = \frac{Q}{R^2},$$

vagy pedig **352.** (1) képletének felhasználása után

$$F = 4\pi\rho. \qquad (2)$$

Bebizonyítható, hogy ez a tétel általános érvényességű, vagyis hogy **az elektromos tér intenzitását a vezetőkhöz igen közel levő pontokban** mindig a (2) alatti képlet adja meg, melyben ρ a vezető illető pontjához tartozó elektromos sűrűséget jelenti.

356. Ezeknek, és a **342.** pontban mondottaknak nyomán megjegyezzük, hogy ha a felület-egységre ρ mennyiségű elektromosság vitetnék, az

$$F\rho = 4\pi\rho^2$$

erővel taszíttatnék.

Ámde ha meg akarnók határozni a nyomást, melylyel a vezető felületén eloszlott elektromosság a levegőbe hatolni törekszik, vagyis az **elektromos feszültséget**: a ρ töltést nem kell a felületre rávinnünk, mert úgy is ott van, hiszen az egész töltésnek részét teszi s eme körülményt tekintve kimutatható, hogy az elektromos feszültség az előbb felírt erőnek fele, vagyis

$$T = 2\pi\rho^2.$$

E szerint *az elektromos feszültség arányos az ebben a pontban meglevő elektromos sűrüség négyzetével.*

Ha most figyelembe veszszük a gömbön levő elektromos sűrűségnek következő kifejezését **(355)**:

$$\rho = \frac{Q}{4\pi R^2} = \frac{V}{4\pi R},$$

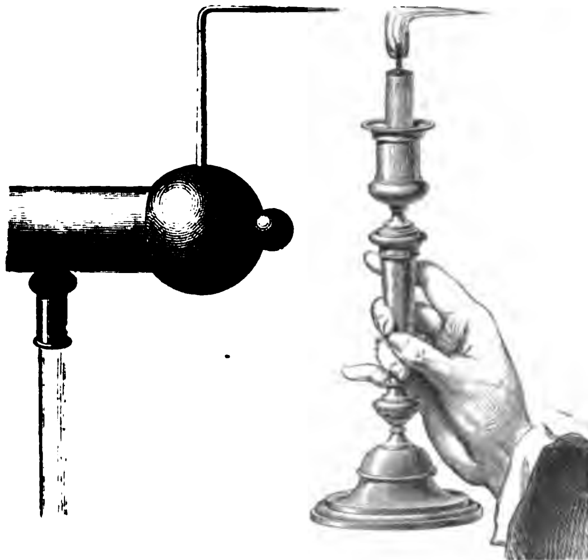
észreveszszük, hogy a sűrűség a potencziállal együtt növekszik, és növekszik akkor is, ha a sugár fogy; ennélfogva egyazon gömbre nézve a töltés erősbítésével, vagyis a potencziál fokozásával bizonyos, a levegő ellenállásával még megegyeztethető maximum felé közeledik; ugyanez áll, ha változatlan potencziál, vagy változatlan töltés mellett a gömb sugarát kisebbítjük.

Mentül kisebb a gömb, az elektromosság annál könnyebben megy át a levegőbe.

Bármily alakú vezetőn a sűrűség nagyobb ott, hol a görbület erősebb (357); tehát az elektromosság-vesztés e helyeken fog bekövetkezni.

S ezzel megmagyaráztuk a **csúcsok hatását.**

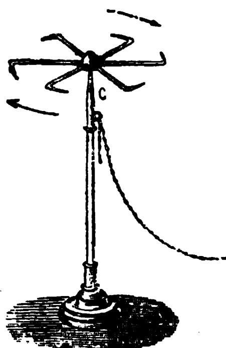
357. De teljesen eldöntetlen marad az a kérdés, hogy az elektromosság a csúcsokon ki vagy beáramlik-e a szerint, a mint pozitiv vagy negativ. Mind a két esetben kézzel is érezhető lég-



646. ábra. Elektromos szél.

áram, az *elektromos szél* keletkezik, mely a gyertya-lángot oldalt fújhatja, sőt ki is olthatja. Ez a kisérlet könnyen sikerül, ha az elektromozó gép gyüjtőjét csúcscsal szereljük fel (646. ábra). Nagy tévedés volna azonban az ilyetén áramlásokat az elektromosság kiömlésének tekinteni; az áramlást a levegőmolekulák idézik elő, melyek a vezetővel érintkezvén, egynevű elektromosságot vesznek fel, s ennélfogva eltaszíttatnak. A veze-

tőre visszahatván, ezt megmozdíthatják, miként az elektromos szélkerék nevű játékon látjuk, melyet a 647. ábra tüntet elő.



647. ábra. Elektromos szélkerék.

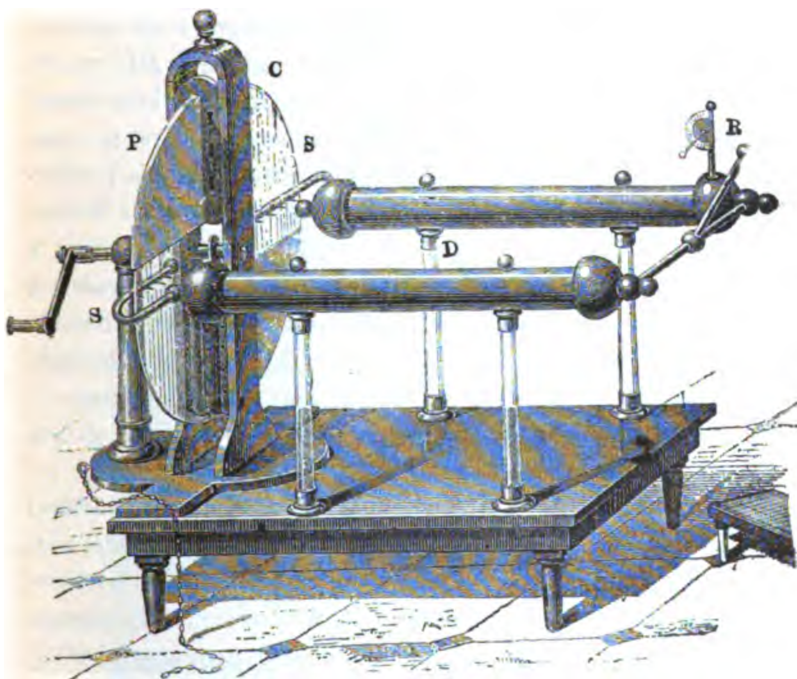
358. Egy különbség mégis mutatkozik az elektromozásnak két módja között: sötét szobában a csúcs végén szemmel látható egy fényes bojt, midőn a pozitiv elektromos állapot megy át a csúcsból a levegőbe; ha pedig a negativ állapot megy át, a csúcson fénylő csillagocska jelentkezik. Csakhogy eme különbség okának megmagyarázásával szemben tehetetlenek vagyunk.

Ily alakokban mutatkozik a tünemény, midőn az elektromosság vezetőről levegőbe megy át. Ha ellenben valamely vezető közelébe egy másik, akár szigetelt, akár nem szigetelt vezetőt teszünk: az elektromosságnak a felületükön való elosztódását a kölcsönös megosztás alaposan megváltoztatja; az elektromos sűrűség s ezzel együtt a feszültség is a szemközt fekvő pontokban elannyira fokozódik, hogy bizonyos távolságban a levegő ellenállását legyőzi: a levegő szétszakad s az elektromosság az egyik vezetőről a másikra szikra alakjában megy át. Ezzel még behatóbban fogunk foglalkozni; most csak annyit jegyzünk meg, hogy a midőn a szikra egy elektromozott és egy kisütött, de elszigetelt vezető között ugrik át, ez utóbbi az előbbeninek elektromos állapotát veszi fel.

XXXIX. FEJEZET.

ELEKTROMOZÓ GÉPEK.

359. Mielőtt tovább mennénk, helyén való, hogy néhány elektromozó gépet megismerjünk. A közönségesebb **dörzsölve elektromozó gép** egyikét a 648. ábra mutatja. A *P* üvegkorong a *C*-vel jelölt párnák két párja között forgatható,



648. ábra. Ramsden-féle elektromozó gép.

mely párnák flanelnek és ónlemezeknek több váltakozó rétegéből állanak és selyemmel vannak borítva, vagy pedig lószőrrel átvarrott vékony bőrből valók. A korongot ily módon folytono-

san dörzsöljük és pozitiv elektromossággal látjuk el. Intenzivebb elektromozás czéljából a párnákat félig folyós czink-amalgámmal (3 rész czink, 2 rész kénesőre) vonjuk be.

A korongot, miként az ábrában látható, az *S*, *S'* fémfésűk két párja fogja körül, a melyek a gép *DD'* gyüjtőjének részét teszik. A gyüjtő jól el van szigetelve, ellenben a párnák egy láncz révén a földdel közlekednek.

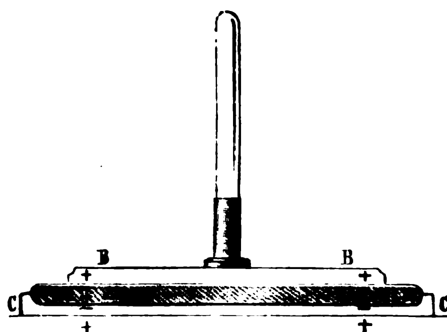
Midőn a pozitiv-elektromos korong a fésűk között elhalad, a gyüjtőt megosztás útján megelektromozza.

A pozitiv-elektromos állapot a messzebb fekvő tájékon nyilvánul **(313)**, a negativ pedig a csúcsokon, honnét átmegy a levegőbe **(359)**, a levegőből pedig a korongra s ezt részben természetes állapotba helyezi vissza. Ily módon a *DD'* gyüjtő pozitiv-elektromossággal telik meg, miként már kimutattuk **(315)**, s miként erről az *R* elektroszkóp segítségével is meggyőződhetünk. De ép oly jogosan állíthatnók, hogy a pozitiv-elektromosság a korongról a levegőn és a csúcsokon át közvetetlenül rámegy a korongra. Sőt a tüneményt épen ebből a szempontból kell tekintenünk, ha hívek akarunk maradni a **332.** pontbeli megállapodásokhoz, melyek szerint feltettük, hogy a pozitiv-elektromos állapot az elektromosság fölöslegének, a negativ pedig az elektromosság hiányának felel meg.

Ebonit-korongot és flanel-párnákat használva, a gyüjtő negativ töltést nyerne.

Ha a párnákat szigetelve tartanók és szigetelt gyüjtővel kötnők össze, a csúcsokkal felszerelt gyüjtő pedig a földdel közlekednék, nyilvánvaló, hogy a korongéval ellenkező elektromosságot gyüjthetnénk össze. Ez a berendezés némely gépben tényleg meg van valósítva, melyek leírására nem terjeszkedhetünk ki.

260. E helyett inkább a **Volta-féle elektrofort** fogjuk leírni. A *CC* fémtányérba (649. ábra) különböző gyanták megolvasztott keverékét öntjük, melyet akként hagyunk megszilárdulni, hogy



649. ábra. Volta-féle elektrofor.


650. ábra. Az elektrofor kezelése.

felülete síma maradjon *(AA)*. Ezt a gyanta-korongot (mely helyett ebonit-korong is használható) az elektrofor *lepényének* nevezzük. Erre egy vezető korongot, úgynevezett *fedőt* (rendszerint ónlemezzel bevont fatányért) teszünk, mely valamivel kisebb és szigetelő nyéllel van ellátva *(BB)*.

Hogy az elektrofor működjék, a lepényt macskaszőrrel vagy rókafarkkal megveregetjük, mitől a lepény negativ elektromossá lesz, ezután ráteszszük a fedőt, melyből ujjunkkal szikrát húzunk ki (650. ábra). Végre a nyéllel felemeljük a fedőt; elegendő pozitiv töltést találunk benne, hogy szép szikrát kaphassunk.

Egész könyvet kellene összeírnunk, ha elő akarnók terjeszteni mindazokat a vizsgálatokat és végnélküli vitatkozásokat, melyeknek tárgya e készülék tulajdonságai voltak; itt meg kell elégednünk igen rövid vázlattal, hogy számot adjunk működése módjáról.

A lepénynek negativ töltése van; a természetes állapotban levő és szigetelt fedőt reáteszszük. Bármily símák is az érintkeztetett felületek, a valóságban aligha érintkeznek háromnál több pontban és lehetséges, hogy emez érintkező pontokban valami kevés negativ elektromosság megy át a fedőbe.

A valóságban azonban a fedőt a lepény megosztó hatásának alávetett vezetőnek kell tekinteni. Felső lapja a megosztóval egynevűvé, tehát negativvá, alsó lapja pedig pozitivvá válik. Ha most a földdel való közlekedést létrehozzuk, a negativ elektromosság a szoba falain szétoszlik **(330)**. Ha ezt az összeköttetést megszakítjuk és a fedőt felemeljük, pozitiv töltése, mely alsó lapján visszatartatott, most szabadon szétterül az egész felületen s ezt aránylag magas potencziálra emeli. Ily módon az a munka, melylyel a két ellenkező töltést egymástól eltávolítottuk, helyzeti energiává alakult át.

Ha a fedőt felemeljük a nélkül, hogy előbb a földdel összekötöttük volna, természetes állapotban kellene maradnia, vagy inkább a fedővel kevés pontban való érintkezése révén gyenge

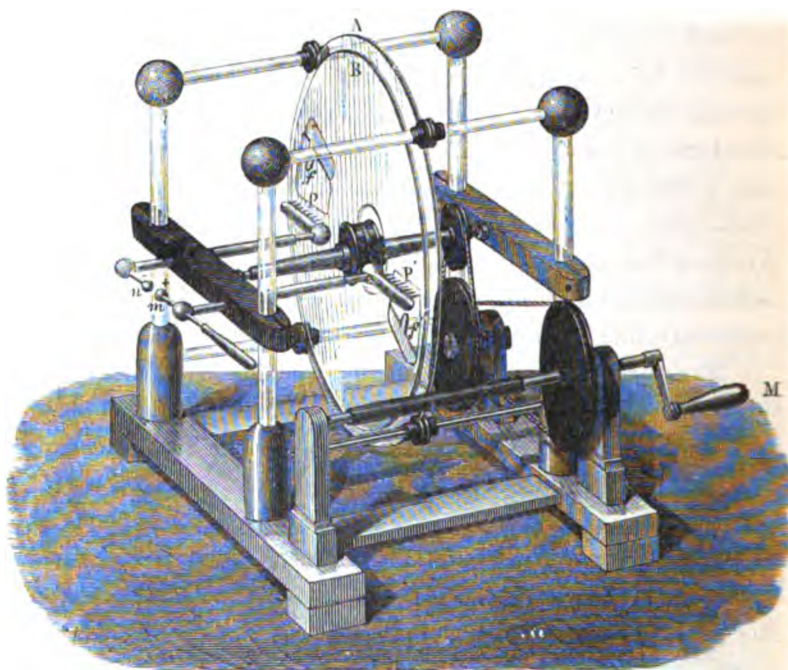
negativ töltést kellene elárulnia. Azonban ha az elektroszkóppal megvizsgáljuk, azt tapasztaljuk, hogy még ez esetben is a legtöbbször pozitiv-elektromos, minek oka a szétszóródás, melynél fogva a megosztásbeli negativ elektromosság csekély része a földdel közlődik.

361. Valahányszor a lepényre tett fedőt összekötjük a földdel s ezután felemeljük, mindannyiszor pozitiv-elektromossággal rendelkezünk, melyet például valamely vezetővel közölhetünk. És ha ezt a műveletet többször ismételjük, a vezetővel, bármekkora légyen is a kapaczitása, annyi elektromosságot közölhetünk, a mennyi megkivántatik, hogy ugyanarra a potencziálra emelkedjék, a melyen a felemelt fedő van. Söt ha ez a vezető üres volna, és a fedővel belülről érintenők, emennek egymásra következő töltései a külső felületre huzódnának (**321**) és potencziálját oly magasra emelnék, a milyenre szigetelésbeli körülményeinél fogva egyáltalában emelkedhetnék (**359**).

Már most érthető, hogy alkalmas gépezettel mindezek a különböző érintések létrehozhatók és a fedő mindezeknek a mozgásoknak alávethető, vagyis hogy olyan gép szerkeszthető, mely az eredetileg dörzsölés útján vele közölt elektromosságot megsokszorozza. Az erre az elvre alapított gépek az úgynevezett **elektromos duplikátorok,** minőket Belli, Bennet, Nicholson és mások szerkesztettek; az olvasót, ki ezeknek berendezésével meg akar ismerkedni, az illető speciális művekre utaljuk. De azóta, hogy Toepler és Holtz az ő **megosztásbeli elektromos gép**üket feltalálták, mindezek az eszközök már csak történelmi érdekűek.

362. Lássuk az egyszerűbb **Holtz-féle gép**et, melyet a 651. ábra tüntet elő. E gépben sellakkal bevont két üvegkorong igen közel van egymás mellett, a nélkül, hogy egymást érintenék. Az innenső, *B*, valamivel kisebb és tengelyre van szerelve, mely az *M* forgantyú, továbbá kerék és egy zsinór-áttétel segítségével gyorsan forgatható. A tulsó *A* korong mindenkor

szilárdan áll; közepében köralakú nyílása van, melyen keresztül a tengely szabadon átmegy; van azután még két oldalt levő kimetszése, *P* és *P'*. Eme második korong tulsó lapján, és pedig a kimetszéseknek egyazon átmérő mentén fekvő szélén, két papiros fegyverzet, *f* és *f'* van felragasztva, melyek egy-egy papiros-nyelvvel vannak ellátva; e nyelvek a kimetszésben a *B*



651. ábra. Holtz-féle elektromozó gép.

korong forgás-irányával szemközt állanak. E korong előtt és a fegyverzeteknek megfelelőleg két fémfésű van alkalmazva, mely a földtől el van szigetelve és két fémgolyóval közlekedik; ezeken keresztül szigetelő markolatokkal ellátott fémpálczikák, vannak átdugva.

Először is az *m* és *n* golyókat érintkeztetjük, azután a fegyverzetek egyikével elektromosságot közlünk és a *B* korongot,

balról jobbfelé, a nyelvekkel szemben forgatjuk. A gép működését sajátszerű sistergés árulja el. Működéséhez megkivántatik, hogy a korongok és a tartórudak igen szárazak és portól mentesek legyenek, miért is czélszerű kályhában előzetesen megmelegitett téglákat alájuk tenni, vagy szintén üvegborítóval megóvni.

Tegyük fel, hogy flanelhez dörzsölt ebonit-lemez segítségével a kezdetbeli töltést az *f* fegyverzettel közöltük. Ez negativ lesz, és megosztás révén az egymással közlekedő és fésűkből álló vezetőre hat. A szemközt levő *P* fésű pozitiv, a *P'* fésű pedig negativ elektromossá lesz; valóban, sötétben fénykévéket látunk, melyek a *P* csúcsokból áramlanak ki és felfelé irányulva a *B* korongot nyaldossák; a *P'* csúcsokon pedig csillagocskák fénylenek. Az ily módon a *B* koronggal közölt pozitiv elektromosság a forgás révén felfelé, a negativ töltés pedig balról lefelé vitetik, minélfogva a *B* korong innenső lapjának alsó fele negativ, felső fele pozitiv.

Az ekként töltött *B* korong az elektromozás fokozására szolgál. Nézzük ugyanis felső felét, mely az *f* nyelvnek szemközt megy. Negativ töltésével megosztja az *f* fegyverzetet: a nyelvről pozitiv elektromosság áramlik ki s ennélfogva a fegyverzet negativ töltése fokozódik. Láthatjuk, hogy az *f* nyelvről is fénykévék áramlanak ki, épen úgy, mint a *P* fésűkről és a *B* korong hátulsó lapja is pozitivvá válik, alulról felfelé, miként az innenső lap. Ezek a pozitiv töltések azután az *f'* fegyverzet nyelvecskéje elé érkezvén, emezen is előtünik a csillagocska mi arról tanuskodik, hogy a fegyverzetnek a *P'* fésűvel szemközt levő része pozitiv, és ennélfogva maga a fésű, mely már is negativ volt, még erősebben negativvá válik.

Látjuk tehát, hogy *P'*-től *m* és *n*-en át *P*-ig folytonosan kering pozitiv elektromosság és hogy a folytonos forgás miatt a fegyverzetek töltései erősbülnek és ennélfogva az elektromosság keringése intenzivebbé válik, minek csak a készülék szigetelésbeli körülményei szabnak határt. De ezt a határt csakhamar

elérjük és ekkor az elektromosságnak a különböző pontok között való átmenete egyenletessé válik.

363. Ha az *m* és *n* golyók a helyett, hogy, a miként eddig feltettük, érintkeznének, fémdróttal vannak összekötve, a pozitiv elektromosság ezen a dróton menne végig; *m*-ben a drótba lépne, *n*-ben pedig kilépne belőle. Az elektromosságnak ilyen átmenetét **elektromos áram**nak nevezzük; nagyon változatos tünemények kisérik, melyekkel majd később fogunk foglalkozni. A gépet **elektromótor**nak is nevezzük, mert az áramot az elektromosság mozdításával hozza létre; az *m* és *n* golyócskák az elektromótor sarkai: *m* a *pozitiv sarka,* mert innét megy át a pozitiv-elektromosság az összekötő drótba, *n* pedig a *negativ sarka.* Az előbbeni magasabb potencziálon van, mint az utóbbi.

Tegyük félre az összekötő drótot és húzzuk szét a gép sarkait: az áramlás a levegőn át megy végbe és a szikrák valóságos árama tör a sarkok között keresztül. Mentül nagyobb a vezetők kapaczitása, annál nagyobbak, csattanósabbak és ritkábbak a szikrák, mert ekkor több elektromosság kivántatik meg, hogy a levegő ellenállásának legyőzésére megkivántató potencziálkülönbség létrejőjjön, tehát több az az elektromosság is, mely az egyes szikrákat létrehozza. Nemsokára **(371)** látni fogjuk, hogy mi módon lehet a vezetők kapaczitását nagy mértékben fokozni.

364. A Holtz-féle gépben a tengely-surlódáson és a levegő ellenállásán kivül más legyőzni való ellenállás nincs. De azért mégis kevesebb munkára van szükség, hogy adott sebességgel forgassuk, ha üresen jár, mint a mikor működik; miről aránylag könnyen meggyőződhetünk, ha mozgatására állandó mozgató erőt, például valamely súlyt alkalmazunk. Ez esetben megvárjuk, míg beáll a dinamikai egyensúly (I, **112**), midőn üresen jár, és látni fogjuk, hogy a mikor megtöltjük, lassabban jár, mígnem felveszi az ellenálló munka növekedésének megfelelő új állandó sebességet. Ha meg akarnók tartani az előbbeni

sebességén, a mozgató erőt új súly hozzáadásával növelni kellene, mely súly, megsokszorozva az esés sebességével, mértéke volna az említett elektromos áram létesítésére időegységenként elfogyasztott munkának.

Mindez előre látható volt, mert midőn a gép működik, a fésük csúcsain fénytünemények mutatkoznak, és az ehhez megkivántató energiát a végzett munkának kell szolgáltatnia. De ha nem tekintjük is a fénytüneményekkel járó energiát, a vezetőknek puszta megelektromozása, miként láttuk, már magában véve is munkát kiván.

365. Hogy valamely **megelektromozott vezetőnek energiáját** kiszámítsuk, figyelembe kell vennünk, hogy Q elektromosság-mennyiségnek zérus-potencziálról V-re való vitelére QV munka kivántatik meg **(344)**. De jól megjegyzendő, hogy ez csakis megközelítőleg áll abban az esetben, midőn a már meglevő V potencziálú töltés akkora, hogy Q új töltésnek hozzájárulása miatt ezt a potencziált észrevehető változás nem éri. Ha ellenben az egész elektromozásnak munkájáról van szó, meg kell gondolnunk, hogy a potencziál kezdetben zérus s csak a folyamat végén éri el a V értéket és kimutatható, hogy a dolog úgy áll, mintha a közben, hogy a vezetőre az egész Q töltés megy át, a potencziál folyvást a $\frac{V}{2}$ középértéken maradna.

Következik tehát, hogy azon E energia, melyre valamely vezető szert tesz, midőn zérusról V potencziálra emelkedik, következő:

$$E = \frac{1}{2} QV, \tag{1}$$

vagy pedig, ha C a vezető kapaczitása **(348)**:

$$E = \frac{1}{2} CV^2, \tag{2}$$

vagy még:

$$E = \frac{Q^2}{2C}. \tag{3}$$

Az energia megmaradásának elvénél fogva ugyanezek a képletek kifejezik azt a munkát is, melyet a vezető végezhet, midőn a természetes állapotba tér vissza.

Midőn semmi megosztó hatásnak alá nem vetett gömbről van szó, a kapaczitás mértéke az R sugár. Tehát ugyanazon a potencziálon levő két gömb közül (2) szerint annak van nagyobb elektromos energiája, a melyiknek nagyobb a sugara. Ha ellenben a két gömbbel egyenlő töltéseket közlünk, (3) szerint azé a kisebb, melynek sugara nagyobb.

366. Tegyük most fel, miként a **379.** pontban, hogy a V potencziálon levő és C kapaczitású vezetőt egy távol levő C' kapaczitású és zérus-potencziálon levő vezetővel, elhanyagolható kapaczitású drót révén kötjük össze. Az új rendszer potencziálja:

$$V'' = \frac{Q}{C+C'},$$

energiája pedig:

$$E'' = \frac{1}{2} V''Q = \frac{1}{2}\frac{Q^2}{C+C'}.$$

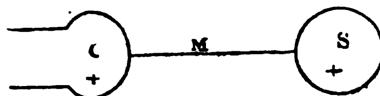
Ennélfogva az elektromos energia a következő értékkel csökkent:

$$E - E'' = \frac{1}{2} Q^2 \left(\frac{1}{C} - \frac{1}{C+C'}\right) = \frac{1}{2}\frac{Q^2}{C}\frac{C'}{C+C'},$$

$$E - E'' = \frac{C'}{C+C'} E.$$

367. De ennek az elvesztett energiának szükségképen meg kell kerülnie valamely más alakban. És tényleg megfigyelhető, hogy az összekötő drót megmelegszik. De hogy ez sikerüljön, nagy kapaczitású vezetőkhöz kell folyamodnunk, melyek nagy elektromos energiára tehetnek szert a nélkül, hogy magas potencziálra emeltetniök kellene, mi a szétszóródás miatt nem volna kivihető. Megjegyzendő ugyanis, hogy habár az elektromozó gép működésének egész ideje alatt fejleszt is elektromosságot, gyüjtőjének töltése azért még sem lép túl bizonyos határt,

mely a felület alakjától és a szigetelés körülményeitől függ, mert a potencziállal együtt fokozódik a szétszóródás is, és csakhamar beáll az a pont, melynél emez kiegyenlíti a nyereséget.



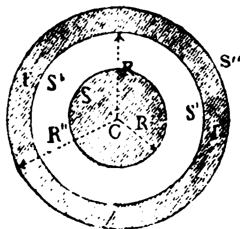
652. ábra. Elektromos egyensúly.

Elérve ezt a pontot, a potencziál változatlan marad az elektromozó gép C gyüjtőjén (652. ábra) és minden más, vele összekötött vezetőn, például az S gömbön, mely vele hosszú és vékony fémdróttal közlekedik. És ekkor egyensúly áll fenn, vagyis az elektromos erők eredője az M drót bármely pontján a drót hossza mentén egyenlő zérussal.

XL. FEJEZET.

ELEKTROMOS SŰRÍTŐK.

368. Lássunk először is valamely R sugarú (653. ábra) S vezető gömböt, melyet szintén vezető, gömbalakú burkolat vesz körül, melynek belső sugara R', külső sugara pedig R''. Tegyük fel, hogy a burkolat természetes állapotban van, a midőn a gömbbel Q töltést közlünk: e töltés megosztás révén a burkolat S' belső felületén egyenlő és ellenkező jelű $Q' = -Q$ töltést, és S'' külső felületen ugyanazon jelű $Q'' = Q$ töltést fog gerjeszteni **(325)**.



653. ábra. Elektromos sűrítő.

Az eme töltésektől létesített potencziálnak a C középpontban, tehát az egész gömbben is **(344)**, a következő értéke fog lenni **(347)**:

$$V_0=\frac{Q}{R}+\frac{Q'}{R'}+\frac{Q''}{R''}$$

$$V_0=\frac{Q}{R}\left(1-\frac{R}{R'}\frac{R''-R'}{R''}\right). \qquad (1)$$

A burkolatban pedig a következő értéke fog lenni:

$$V_1=\frac{Q''}{R''},$$

mert a megosztó Q-tól és az S' belső felületen levő megosztott Q'-tól származó potencziálok a burkolat minden pontjában egyenlők és ellenkező jelűek.

Ha most a burkolattal valamely más elektromosság-menynyiséget, Q'''-t közlünk, ez egészen az S'' külső felületen marad és a már ott meglevővel összegeződik. Ez esetben a potencziál a gömbben:

$$V_0'=V_0+\frac{Q'''}{R''},$$

és a burkolatban:

$$V_1'=V_1+\frac{Q'''}{R''}.$$

Innét kitünik, hogy a gömb és a burkolat egyazon

$$V_0-V_1=Q\left(\frac{1}{R}-\frac{1}{R'}\right)$$

potencziálkülönbségen állandóan megmarad, bárminő is a burkolattal közölt Q''' töltés.

Ettől a töltéstől tehát teljesen független az elektromos erők munkája, melyet akkor végeznek, (**338**, **341**), midőn az elektromosság egységét az S gömbről az I burkolatra szállítják; sőt azt állítom, hogy ez a munka egyenlő azon munkával, melyet ezek az erők az elektromosság egységének a gömbről a végtelenbe való vitelekor végeznének, és pedig azért egyenlő, mert a burkolat, a mi a belsejében levő töltéseket illeti, zérus-potencziálon levőnek tekinthető. Ugyanis a burkolat S' belső felületén kívül az S felület Q töltésétől és az S' felület Q' töltésétől létesített potencziál zérus, mert e töltések egyenlők s

ellenkező jelűek, és akként hatnak, mint ha a C középpontban volnának felhalmozva, minélfogva az elektromosság egységének a burkolatról a végtelenbe való vitelekor az ezen töltésektől származó erők semmi munkát sem végeznek.

Tehát bármekkora is a burkolat potencziáljának abszolut értéke a külső pontokra vonatkozólag, a belső pontokra vonatkozólag mindenkor *zérus*.

369. Ezek a tételek, melyeket az egyközepű gömböktől határolt vezetők különös esetére állítottunk fel, általános érvényűek. Midőn több elektromozott test vezető burkolattal van körülvéve, emennek belső felületén a belsejébe zárt elektromosság-mennyiségek algebrai összegével egyenlő és ellenkező jelű elektromosság-mennyiség mutatkozik (**324**); az ilyetén megosztásbeli töltés akként osztódik el, hogy hatása a megosztó töltések hatásával összetevődvén, a burkolat minden pontjában zérus-potencziált létesít.

Ez az oka, hogy a mikor szobában dolgozunk (**330**), jogosan feltehetjük, hogy a benne levő összes töltéseknek potencziálja pontosan egyenlő zérussal minden pontban, mely a falakkal vagy a földdel közlekedik, bármekkora légyen is a külső töltése az épületnek, melyben vagyunk. És ha sikerül megmérnünk a benne levő különböző testektől származó elektromos erőknek a közben végzett munkáját, míg az elektromosság egységét a szoba valamely pontjából a falig mozdítjuk, bizonyosak lehetünk benne, hogy ugyanez a potencziál mértéke is ugyanabban a pontban.

370. És viszont az a munka, mely a szobában levő valamely vezető megelektromozására szükséges, a mely abban áll, hogy a falaktól vagy a talajtól elvont bizonyos mennyiségű elektromosságot szállítunk bele, a **365.** pont (1) képletével van kifejezve, melyben V a földnek és a vezetőnek Q töltéstől eredő potencziálja közti különbséget jelenti. Ámde meg kell jegyezni, hogy ez a potencziálkülönbség s vele együtt az elektromosság

munkája is a szoba méreteitől, alakjától s a vezetőnek benne elfoglalt helyzetétől függ, minthogy bármely vezető elektromos kapaczitása nemcsak felületének terjedelmétől és alakjától függ, hanem minden környezetében levő testtől is.

371. Abban az egyszerű esetben, a midőn a gömb S felülete s az I burkolat között V potencziálkülönbséget kell létesíteni, az (5) képlet azonnal megadja az ehhez megkivántató elektromosság mennyiségét, mely nyilván

$$Q = \frac{RR'}{R'-R} V. \tag{6}$$

E szerint a V együtthatója a burkolattal körülvett gömbnek elektromos kapaczitását fejezi ki. Legyen $S = 4\pi R^2$ a gömb felülete, a gömb s a burkolat közé fogott szigetelő levegőréteg vastagsága pedig $R' - R = d$, akkor ez a kapaczitás még így is kifejezhető:

$$C = \frac{S}{4\pi d}\left(1 + \frac{d}{R}\right), \tag{7}$$

mely kifejezésből az olvasható ki, hogy az esetben, ha R nagy a d-hez képest, a kapaczitás arányos a gömb felületével és fordítva arányos a szigetelő réteg vastagságával.

Tegyük fel, hogy kis nyílás van a burkolatban, melyen keresztül, a nélkül, hogy érintené, igen vékony drót hatol át. Ezen drót révén a belső gömb a gépből elektromossággal tölthető meg, miközben a külső burkolat a földdel közlekedésben marad; hogy ekkor a géppel elérhető legmagasabb V potencziálra megtöltessék, a (6) képlettel megadott töltést kell bele vinni. Ha ellenben úgy kellene a gömböt ugyanezen V potencziálra emelni, hogy közeléből minden vezető eltávolíttatnék, akkor erre nyilván jóval kisebb $q = RV$ töltés elegendő lenne. Eme tulajdonságánál fogva két vezetőnek szigetelőtől elkülönített rendszerét **sűrítő** (kondenzátor) névvel látták el; az egymástól szigetelővel elkülönített vezető a sűrítőnek **fegyverzete** (armatura).

A (6) képlet a sűrítő kapaczitásának meghatározására is szolgálhat, a mennyiben a sűrítő elektromos kapaczitása egyenlő az egyik fegyverzettel közlött elektromosság mennyiségének a két fegyverzet között előidézett potencziálkülönbséghez való viszonyával.

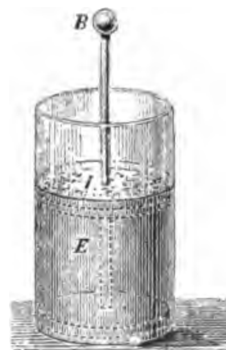
A burkolattal ellátott s a burkolat nélkül levő gömb töltéseinek viszonya, vagyis

$$\frac{Q}{q} = \frac{C}{R} = \frac{R'}{R'-R}$$

a gömbalakú gyüjtő **sűrítő képességé**nek neveztetik.

372. Azon sűrítőkre nézve, melyeknek alakja a gömbtől eltér, de a melyek két fegyverzetének egyikét a másik egészen körülfogja, a számítás a **375.** pontbeliekhez hasonló eredményekre vezet. A gyakorlatban, bár a külső fegyverzet nem fogja egészen körül a belsőt, elegendő megközelítéssel feltehető, hogy a hasonló alakú sűrítők sűrítő képessége arányos a homolog méretekkel és fordított viszonyban van a szigetelő réteg vastagságával.

A gyakorlatban a sűrítők pohár- vagy palaczk-alakúak; ezek **leydeni palaczkoknak** neveztetnek (654. ábra). A szigetelő réteg üveg, a fegyverzetek pedig ónlemezek, melyek az üvegre kívül-belül fel vannak ragasztva. Ha azt akarjuk, hogy nagy potencziál-különbségen tarthatók legyenek, a fegyverzetek nem érhetnek a palaczk tetejéig, hanem kell, hogy közöttük sellakozott szél **(306)** maradjon. A palaczk belsejébe fémpálczika vezet, mely a belső fegyverzettel jól érintkezik, kiálló vége pedig rendszerint fémgombbal (*B*) van ellátva.



654. ábra. Leydeni palaczk.

373. A mondottak után világos, hogy a leydeni palaczk megtöltése közben a külső fegyverzetet kezünkben tartjuk és a

gombot az elektromozó gép gyüjtőjével érintkeztetjük, vagy ettől el is távolíthatjuk annyira, hogy belőle szikrák ugorjanak át (**361**).

Hogy a Holtz-féle gép erős szikrákat adjon, a vezetőknek (**362.** p. 651. ábra), miként már megjegyeztük (**363**), nagy kapaczitásúaknak kell lenniök, tehát a földtől elszigetelt sűrítőnek fegyverzeteivel kell őket összekötni. Rendesen két palaczkot alkalmaznak, mindegyik sarkhoz egyet és pedig akként, hogy a belső fegyverzethez vezető pálczikákat a gömbökbe tűzik, a külső fegyverzeteket pedig egymással összekötik.

374. Ha a leydeni palaczk fegyverzetei között V potencziálkülönbséget egyszer már létrehoztuk, ez folyvást megmaradna, ha a szigetelés tökéletes volna. Tényleg azonban a



655. ábra. Elektromos harangjáték.

palaczk többféle módon veszti el töltését. Magától elvesztheti a levegőnek por-részecskéin vagy szélének felületén át való szétszóródás révén. Apró részletekben kisüthető, ha fegyverzeteit valamilyen szigetelt vezetővel egymásután ismételve érintjük, mert a

rajta összegyülemlő elektromosság a **349.** p. szabálya szerint oszlik meg. A részletes kisüléseknek ezt az egymásra következését automatikussá tehetjük a 655. ábrában látható berendezéssel. Egy fémoszlop a külső fegyverzettel közlekedik; közte és a belső fegyverzet gombja között selyemszálon kis golyócska függ, mely az elektromos hatásoknak engedve, lengő mozgást végez és a palaczkot kicsiny szikrák sorával kisüti. A két csengők révén **elektromos harangjaték** létesül.

375. A palaczk kisül még akkor is, ha szigetelő alapra helyezzük s két fegyverzetét a földdel közlekedő vezetővel váltakozva érintgetjük. Az érintett fegyverzet zérus-potencziálra száll le, a másik pedig kezdetbeli töltéséhez képest pozitiv vagy negativ potencziálokra tesz szert, melyek abszolut érték szerint



656. ábra. A leydeni palaczk fokozatos kisütése.

folyvást csökkennek, mit láthatóvá is tehetünk, ha a fegyverzetek mindegyikét összekötjük egy-egy elektroszkóppal, miként a 656. ábrából kitünik.

Az az elektromosság-mennyiség, mely egy-egy fegyverzeten minden egyes részletes kisülés után fennmarad, kiszámítható a következő módon:

Az elektromozó géppel közlekedő belső fegyverzet legyen V kezdeti potencziálon és legyen $Q = CV$ az az elektromosság-mennyiség, melyet vele közölni kellett, míg külső fegyverzete

a földdel közlekedett és ennélfogva — Q töltést kapott. Megszakítva a két összeköttetést, ezek a töltések megmarad ak. Ha ezután a belső fegyverzetet kötjük össze a földdel, megmarad a második töltés, de megváltozik az első, mert a dróttal különböző potencziálon levő két pontot kötünk össze, és a Q töltés egy részének az S gömböt bizonyára oda kell hagynia (**371.** p. 653. ábra). A rajta fennmaradó q_1 töltés meghatározható a következő egyenletből:

$$\frac{q_1}{R}-\frac{q_1}{R'}-\frac{Q-q_1}{R''}=o,$$

mely kifejezi, hogy a gömb q_1 töltésétől származó potencziál, az I burkolat belső felületének $-q_1$ töltésétől származó potencziál, valamint attól a $-(Q-q_1)$ töltéstől származó potencziál, mely az S gömbnek zérus-potencziálra való vitele után a burkolat külső felületére huzódott: a középpontban egyenlő zérussal.

Ha ezt az egyenletet feloldjuk és

$$R''\left(\frac{1}{R}-\frac{1}{R'}+\frac{1}{R''}\right)=K \tag{4}$$

tétetik, úgy:

$$q_1=\frac{1}{K}Q. \tag{5}$$

Az S gömb tehát, a földdel első ízben való közlekedése után, $\frac{Q}{K}$ töltést tart meg és a burkolatnak még megvan az egész $-Q$ kezdetbeli töltése; ebből a $-\frac{Q}{K}$ rész a belső felületén van meg, a maradék pedig, mely a külső felületen van, mihelyt a burkolatot a földdel kötöttük össze, a földbe vész el.

Már most ugyanazokkal a feltételekkel van dolgunk, mint kezdetben, azzal az egy különbséggel, hogy a fegyverzetek egyenlő és ellenkező töltése nem Q, hanem már csak $\frac{Q}{K}$.

Ha a gömböt másodszor is összekötjük a földdel, q_2 töltés

marad rajta, melynek értéke az (5) alatti kifejezés alkalmazásával:

$$q_2 = \frac{1}{K} q_1 = \frac{1}{K^2} Q.$$

Ezután megérintjük a burkolatot s utána a gömböt harmad ízben, a mikor is a gömbön a következő töltés marad:

$$q_3 = \frac{1}{K} q_2 = \frac{1}{K^3} Q.$$

Látjuk tehát, hogy az egymásra következő töltések mértani haladványt alkotnak, melynek hányadosa $\frac{1}{K}$. És ha a külső fegyverzet vékony, például ónpapiros, úgy, hogy $R' = R''$ tehető, mikor is

$$\frac{1}{K} = \frac{R}{R'}.$$

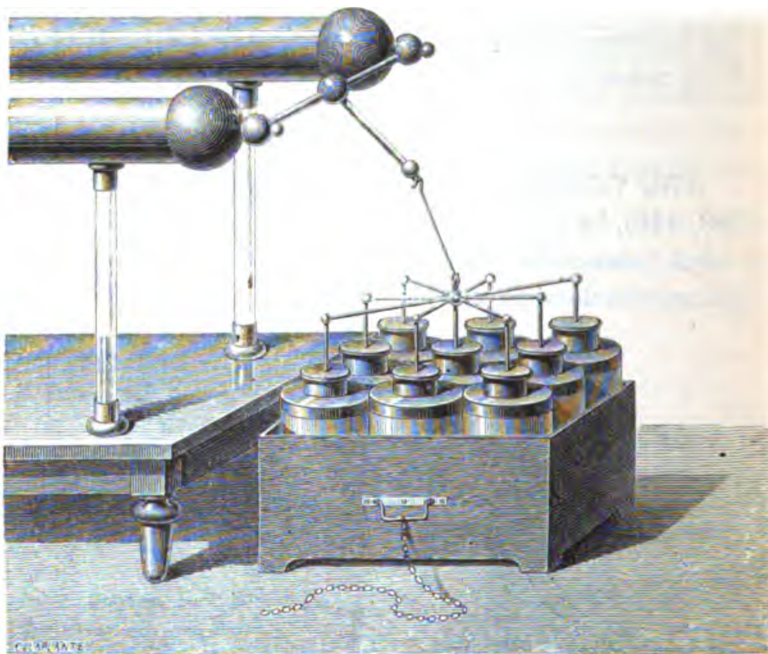
376. Valamely vezető egyszerre csaknem teljesen kisül **(398, 416)**, ha a két fegyverzetet vezetőleg összekötjük s ekkor a rajtuk potencziális állapotban felhalmozott energiának különböző nyilvánulásai figyelhetők meg.



657. ábra. A leydeni palaczk kisütése.

Rendszerint golyókban végződő és egy vagy két szigetelő markolattal ellátott kisütőt használunk, a minőt a 657. ábrában is látunk; a külső fegyverzetet a kisütő egyik végével érintjük, másik végét pedig a belső fegyverzet gombjához közelítjük. Ekkor a levegőn keresztül szikrát látunk átütni.

377. Nyilvánvaló, hogy egyetlenegy leydeni palaczk helyett sűrítőül több ilyen palaczk is használható, melyeket **teleppé** (658. ábra) egyesítünk oly módon, hogy úgy külön a belső, mint külön a külső fegyverzeteket egymással fémileg összekötjük.



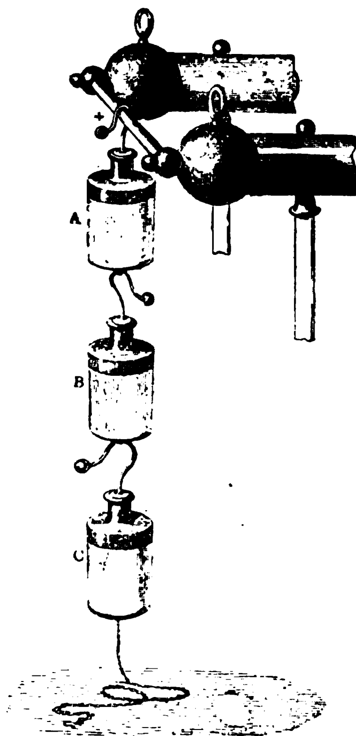
658. ábra. Elektromos telep.

Valamely telep elektromos kapaczitása egyenlő azon egyes palaczkok kapaczitásainak összegével **(349)**, melyekből össze van állítva; és ha a palaczkok egymás közt egyenlők, a számukkal arányos.

378. Több leydeni palaczk akkor van **lánczolatos kapcsolásban**, ha mindegyiknek belső fegyverzete a következőnek külső fegyverzetével van összekötve; a sornak csak az első fegyverzetét töltjük meg, az utolsót pedig a földdel kötjük össze, miként a 659. ábrán latni.

Lássuk most, vajjon ez a berendezés a hasznosabb vagy pedig a telepszerű-e.

Felteszszük, hogy zárt, egymás között egyenlő sűrítők forognak szóban, melyek elég nagy távolságban vannak egymástól arra, hogy külső fegyverzeteik kölcsönös hatása elhanyagolható legyen. Jelölje c egy-egy sűrítő kapaczitását, q_1 pedig az A palaczk belső fegyverzetével közölt elektromosság mennyiségét, v_1 pedig a potencziálját, mely nyilván a gép gyüjtőjének a potencziálja. Az A sűrítő külső és B sűrítő belső fegyverzete egyazon v_2 potencziálra emelkedik, minthogy egyetlen egy vezetőt alkotnak (**344**); az előbbinek az üveggel érintkező oldalán $-q_1$ töltés jelenik meg s a megosztóval egyenlő q_1 töltés az A külsején, valamint B belső fegyverzetén elektromos kapaczitásaik arányában fog eloszlani (**349**). Legyen továbbá c' az A-t körülfogó vezető felület kapaczitása s jegyezzük meg, hogy ennek értéke épen akkora, az mintha egész tömör fémből volna; ha c a B belső fegyverzetének a kapaczitása, akkor a reája áramló töltés nyilván



659. ábra. Lánczolatos kapcsolás.

$$q_2 = \frac{c}{c + c'}.$$

Ugyanilyen módon v_3 jelölni fogja B külső és C belső fegyverzetének potencziálját, q_3 pedig ez utóbbinak töltését, mely az előbbiek szerint

$$q_3 = \frac{c}{c+c'}\, q_2 = \left(\frac{c}{c+c'}\right)^2 q_1.$$

Az utolsó külső felület zérus potencziálon van. Igy tehát (**471**):

$$q_1 = c\,(v_1 - v_2),$$
$$q_2 = c\,(v_2 - v_3),$$
$$q_3 = c\,(v_3 - 0) = cv_3;$$

vagyis

$$q_1 + q_2 + q_3 = cv,$$

a miből a két megelőző képlet alapján

$$q_1 \left\{1 + \frac{c}{c+c'} + \left(\frac{c}{c+c'}\right)^2\right\} = cv_1.$$

Megjegyezvén, hogy c' rendesen igen kicsiny, nagy közelítéssel felírható:

$$3q_1 = cv_1,$$

s általánosságban n lánczolatosan összekötött palaczk esetében

$$q_1 = \frac{c}{n} v_1.$$

Innét kitünik, hogy a rendszer kapaczitása közelítőleg * $\frac{c}{n}$.

379. Ezt előrebocsátva, tekintsük a következő három esetet:

1. Valamely c kapaczitású palaczk, melynek egyik fegyverzete a földdel, a másik pedig a v potencziálú géppel közleke-

* Ezt a képletet szigoruként közli Clausius (*Mechanische Wärmetheorie* 1879. II. köt. 122. l.), Mascart (*Traité d'électricité statique* 1876, I. köt. 266. l.) és Wiedemann (*Elektricität* 1863, I. köt. 115. l.). Ugyanolyannak közölte e műnek megelőző kiadása, a jelenlegi helyreigazításra Bongiovanni figyelmeztetése adott okot.

kedik, $q = cv$ töltést vesz fel, mihez a következő munka kivántatik meg (**365**):

$$E = \frac{1}{2} qv = \frac{1}{2} \frac{q^2}{c} = \frac{1}{2} cv^2. \qquad (1)$$

2. Valamely n palaczkból álló telep kapaczitása nc, és v' potencziálon $q' = ncv'$ töltést sűrítvén meg, a következő elektromos energiára tesz szert:

$$E' = \frac{1}{2} q'v' = \frac{1}{2} \frac{q'^2}{nc} = \frac{1}{2} ncv'^2. \qquad (2)$$

3. A lánczolatosan kapcsolt n palaczknak elektromos kapaczitása $\frac{c}{n}$, és ha az utolsó a földdel van összekötve, az első a v_1 potencziálú géptől $q_1 = \frac{c}{n} v_1$ töltést kapja és ezzel a következő elektromos energiát veszi fel:

$$E_1 = \frac{1}{2} q_1 v_1 = \frac{1}{2} \frac{n}{c} q_1^2 = \frac{1}{2} \frac{c}{n} v_1^2. \qquad (3)$$

Látjuk tehát, hogy adott elektromosság-mennyiség, azaz $q = q' = q_1$ mellett

$$E' = \frac{E}{n}, \qquad E_1 = nE;$$

és adott potencziál mellett — ez a gyakrabban előforduló eset — azaz $v = v' = v_1$ mellett

$$E' = nE, \qquad E_1 = \frac{E}{n},$$

vagyis az első esetben hatásosabb a lánczolatosan kapcsolt n palaczk töltése, a másodikban pedig a telepé. De az erősebb töltés mindenkor nagyobb elektromozásbeli munkát kiván, mi teljesen megfelel az energia megmaradása elvének (I, **115**).

Adott munkával kisebb vagy nagyobb mennyiségű elektromosságot gerjeszthetünk ugyan, de ennek mindenkor magasabb, illetőleg alacsonyabb potencziál fog megfelelni, egészen úgy, mint ha csak vízemelésről volna szó. Így például E_1 munkával csakis q_1 mennyiségnek felhasználásával megtölt-

hetünk n lánczolatosan kapcsolt palaczkot; ezután szigetelő markolatokkal az egyes töltött palaczkokat ugyanarra a vezető síkra helyezhetjük, s ily módon telepet állíthatunk össze, melynek belső fegyverzetein n-szer akkora töltés van; de ha ezt a telepet kisütjük, legfeljebb az E_1 munkával egyenértékű hőt kaphatjuk. Ha ugyanis (2)-ben $q'=nq_1$ tétetik, (3)-nak figyelembe vételével:

$$E' = \frac{1}{2}\frac{n^2 q_1^2}{nc} = \frac{1}{2}\frac{n}{c} q_1^2 = E_1.$$

A sűrítőből meríthető energia szempontjából tehát nincs semmi hasznunk, de igenis lehet hasznunk, ha az energiának egy bizonyos meghatározott alakjára van szükségünk, épen úgy, a mint inkább folyamodunk nyomókúthoz mint szívókúthoz (I, **246**), ha vizet tetemes magasságra akarunk emelni, jóllehet a két gépnek dinamikai értéke ugyanaz. A tárgyalt eset analog példa az elektromosság terén.

Tegyük most fel, hogy valamely vezetőt v_1 potencziálra akarunk emelni, — ha például hosszú szikrákat akarunk belőle húzni — és gépünk csak $v' < v_1$ potencziálra emelkedhetik.

Töltsünk meg e végből egy n sűrítőből álló telepet, melylyel egészben véve [(2) szerint] $q' = ncv'$ töltést, palaczkonként tehát $q_1 = \frac{q}{n} = cv'$ töltést közlünk. Ezután a nélkül, hogy kisütnők, állítsuk össze lánczolatosan, és ekkor az első sűrítő [(3) szerint], a következő potencziálra emelkedik:

$$v_1 = \frac{n}{c} q_1 = nv'.$$

Hogy tehát czélunkat elérjük, csak egymással egyenlő sűrítőknek egy sorával kell rendelkeznünk, és közülök annyit kell használatba vennünk, hogy számuk egyenlő vagy nagyobb legyen a kivánt potencziál és a gépünk potencziálja közötti viszonynál, azaz hogy

$$n \geqq \frac{v_1}{v'}$$

legyen; ezután oly szerkezetet kell kigondolnunk, melynek segítségével a telepet hamarosan átalakíthatjuk lánczczá. E feladatot G. PLANTÉ elmésen oldotta meg úgynevezett **reosztatikus gép**ével, melynek segítségével nehány tized milliméteres szikrának megfelelő potencziálról mintegy 30 czentiméteres szikrákat létesítő potencziálra lehet átmenni.* De nyilvánvaló, hogy e hatás elérésére igen nagy mennyiségű elektromossággal kell rendelkeznünk.

380. A sűrítők, azon kívül, hogy lehetővé teszik, hogy az elektromos helyzeti energia átalakulásainak tanulmányozása czéljából erős töltéseket aránylag kicsiny felületeken halmozzunk fel, a tudományos vizsgálatokban még egy másik fontos alkalmazásra találnak, mert módot nyujtanak igen csekély potencziálkülönbségek kimutatására és megmérésére.

Tegyük ugyanis fel, hogy valamely sűrítőnek egyik fegyverzete zérustól oly kevéssé különböző potencziálon van, hogy nem képes az elektroszkóp aranylemezeit széthajlítani. Ha ezt a fegyverzetet a másiktól eltávolítjuk, kapaczitása csökken, s ha eme művelet közben meglevő töltését nem veszti el, ez elegendő arra, hogy sokkal magasabb potencziálra emelje, mely iránt az elektroszkóp már többé nem érzéketlen.

381. Hogy a fegyverzetek könnyen szét legyenek vehetők, sík korong formát szokás nekik adni; és mivel fontos, hogy a sűrítőnek nagy kapaczitása legyen, annak veszélye pedig, hogy a szigetelő réteg átfuratnék (**404**), kicsiny potencziálokról lévén szó, nem forog fenn: a két fémlapot egymáshoz a lehető legközelebb viszszük, sőt, szemközt levő lapjaikat sellakkal bevonván, egészen érintkeztetjük. Ily módon állította össze VOLTA az ő **sűrítős elektroszkóp**ját (660. ábra) azon vizsgálatok czéljából,

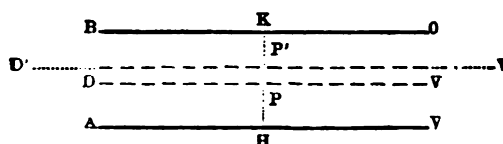
* A szóban forgó feladat megoldásával JEDLIK ÁNYOS megelőzte a külföldi, a megoldásra szintén elsőséget tartó fizikusokat; l. GUILLEMIN «A mágnesség és elektromosság». Jegyzetek; 831. l. *B.*

melyek nevét halhatatlanná tették (**423**). A sűrítőt az *A* és *B* korongok alkotják. Az első fémi összeköttetésben van az aranylemezekkel, a második szigetelő nyéllel van ellátva. Az aranylemezeket a *C* harang védi, mely egyúttal szigetelőül szolgál. Az *a* és *b* golyócskák megosztó hatással lévén a lemezekre, széthajlásukat elősegítik. Jelenleg a földdel összekötött vezető burkolatot használunk helyettük, mely az aranylemezeket az esetleges külső elektromos hatásoktól (**322**) megóvja. Elég is, ha a harang nyakába tett dugó szigetelő anyagból van.



660. ábra. Sűrítős elektroszkóp.

382. A **sík sűrítők** ezen felül még abszolut mérésekre is valók, s ez oknál fogva elméletökkel kissé bővebben kell foglalkoznunk. Tegyük fel, hogy az *A* és *B* fegyverzetek (661. ábra) kölcsönös *d* távolságukhoz képest elég terjedelmesek arra



661. ábra. Sík sűrítők.

nézve, hogy a szélektől származó zavaró hatásokat elhanyagolva, egyenletesen elektromozottaknak legyenek tekinthetők; felteszszük továbbá, hogy a felső *(B)* a földdel közlekedik, és ennélfogva zérus-potencziálon van, míg az alsón *(A)* a potencziál értéke *V*.

Az *A* és *B* síkok egypotencziálú felületek (**339**), és mivel egyenletesen vannak elektromozva, az erővonalak reájuk merő-

leges egyenesek, mint például HK; a közöttük levő többi egypotencziálú felület egymással párhuzamos sík, mint például D és D'.

Kimutatható, hogy ez esetben az erővonalak mentén a potencziál a B-től való x távolsággal arányosan növekszik, úgy, hogy a d távolságban levő A-ba jutva, az adott V értéket veszi fel. A D síkon való értéke tehát ez:

$$V_x = \frac{x}{d} V. \tag{1}$$

Ehhez a D síkhoz tartozó P pontban levő elektromos erő **(336)**, vagyis azon erő, mely a P-ben képzelt elektromosságegységet P' felé mozdítani igyekszik, hol is a potencziál értéke V', a következőleg van meghatározva:

$$F = \frac{V_x - V'}{x - x'}$$

és (1) figyelembe vételével:

$$F = \frac{V}{d};$$

értéke tehát állandó; minélfogva ugyanez az értéke fog lenni K-ban is, vagyis a B vezetőhöz igen közel fekvő pontokban. De eme pontokban a **358.** p. (2) képlete szerint még

$$F = 4\pi\rho$$

által is ki van fejezve, hol ρ az elektromos sűrűség a B síkon. Ennélfogva:

$$V = 4\pi\rho d.$$

És ha eme sík területét a-val, a rajta levő elektromosság mennyiségét pedig Q-val jelöljük, úgy

$$\rho = \frac{Q}{a},$$

tehát

$$V = \frac{4\pi Q d}{a}. \tag{2}$$

A sűrítő kapaczitása tehát **(371)**:

$$C = \frac{Q}{V} = \frac{a}{4\pi d}, \tag{3}$$

vagyis arányos a korongok területével, és fordított viszonyban van az őket elválasztó szigetelő réteg d vastagságával, miként a sűrítők általános elmélete is magával hozza.

383. Hogy már most kiszámítsuk azt az F erőt, melylyel a két sík egymást vonzza, megjegyezzük, hogy a megtöltésökre szükséges munka **(365)**:

$$E = \frac{1}{2} QV = \frac{2\pi d}{a} Q^2.$$

Ha pedig a nagyobb d' távolságban volnának, az analog munka volna:

$$E' = \frac{2\pi d'}{a} Q^2.$$

Az energia megmaradása elvénél fogva tehát a $d'—d$ úton való eltávolításukra megkivántató munka $E'—E$ fog lenni. De a két sík között az elektromos erő, miként megjegyeztük, állandó; a keresett erőt tehát megkapjuk, ha ezt a munkát a befutott úttal elosztjuk, vagyis:

$$F = \frac{E' - E}{d' - d} = \frac{2\pi}{a} Q^2. \qquad (4)$$

384. Ha ezt az egyenletet Q szerint megoldjuk, úgy:

$$Q = \sqrt{\frac{Fa}{2\pi}}, \qquad (5)$$

vagyis az elektromosság-mennyiség csupa abszolut egységgel mérhető mennyiség függvényében van kifejezve, nevezetesen az a területnek és azon F erőnek függvényében, a melylyel az egyik korong a másikat vonzza.

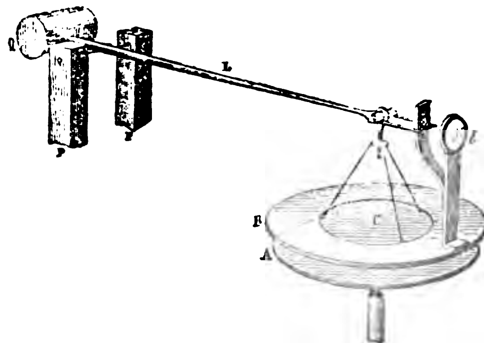
Hogy a V potencziál analog kifejezését kapjuk, csak Q-nak (5) alatti értékét kell (2)-be helyettesíteni, mikor is

$$V = d \sqrt{\frac{8\pi F}{a}}. \qquad (6)$$

385. Ne feledjük, hogy e képlet levezetésében feltettük **(379)**, hogy az elektromosságnak eloszlása a korong egész a

felületén egyenletes, és hogy a szélek közelében mutatkozó elég bonyolódott zavaró hatások elhanyagolhatók; ha tehát e képletet használnók, nem épen csekély hibákat követnénk el.

Azonban lord Kelvin (sir W. Thomson) egy kisérleti berendezést gondolt ki, mely megengedi, hogy a képletet minden fentartás nélkül teljes szigorúsággal alkalmazzuk. Az a szerencsés gondolata támadt, hogy a B korongot egy sík gyűrűvel, az úgynevezett *védőgyűrűvel* (guard ring) vegye körül, mely egész pontosan a meghosszabbításában fekszik a nélkül, hogy érintené, de igen vékony fémdróttal van vele összekapcsolva; más szóval, a B korongnak csak egy czentrális részét tette mozgé-



662. ábra. Lor . Kelvin abszolut elektrométere.

konynyá, a többit fogva tartotta, úgy, hogy az ilyetén a területű részen az elektromosság egyenletesen oszlik szét, miként a (6) alatti képlet kivánja. Ezt a középső C részt (662. ábra) azután három szállal egy ékre függesztette, mely egy, a Q ellensúlytól egyensúlyozott emeltyű végén fekszik. Az emeltyűkar villában végződik, melynek szárai között egy hajszál van vízszintesen kifeszítve; a szálnak, midőn a C korong a B védőgyűrű síkjában van, két kitűzött pont közé kell esnie, miről az l lencsével való megfigyelés révén lehet meggyőződni. Az alsó A korong szigetelő lábon B-vel párhuzamosan áll és mikrométer-csavarral fel-alá tolható oly módon, hogy a két korong közötti távolság mindenkor megmérhető.

Ezek volnának lord KELVIN **abszolut elektrométerének** lényeges részei. Használatakor először is A-t B-vel összeköttetésbe helyezzük, hogy egyazon potencziálon legyenek, a C korongot pedig megrakjuk a megkívántató súlyokkal, hogy a B védőgyűrüvel egyazon síkba kerüljön; ezután a BC rendszert a földdel kapcsolatban tartva, A-t megelektromozzuk. Ekkor C megosztás révén egyenletesen elektromozódik meg és vonzásnak van kitéve; és azok a p súlyok, melyeket le kell szedni, hogy a hajszál a két kitűzött pont közé essék, megadják az F erő értékét, melyet (6)-ba helyettesítvén, abszolut mértékét nyerjük azon V potencziálnak, melyre az A korong emeltetett. Nyilvánvaló, hogy az eljárás kényelmesebbé tehető az által, hogy egy tetszés szerinti p súlynak elvétele után A-t a mikrométer-csavarral addig mozdítjuk el, míg a hajszál a megkívántató magasságba nem jut, s megmérjük az ennek megfelelő d távolságot.

Így oda jutunk, hogy az F erőt állandó értéken tartjuk, és ekkor a két korong közötti potencziálkülönbség egyszerűen arányossá válik d távolságukkal, mert a $\sqrt{\frac{8\pi F}{a}}$ érték egyszer s mindenkorra meghatározható állandó együtthatót tüntet elő.

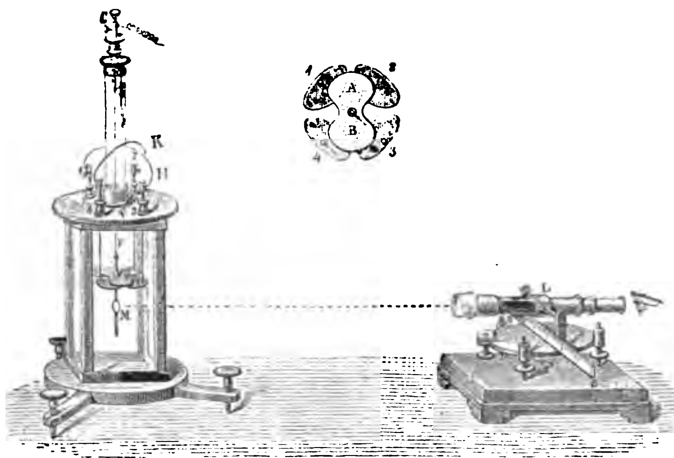
Lord KELVIN az elektrométert sokféleképen alakította át; bezárta egy fémharangba, hogy a külső elektromos hatásoktól megóvja; az elektromos vonzást súlyok helyett rugóval egyensúlyozta; nagy vagy kicsiny potencziálkülönbségek mérésére rendezte be stb. De ilyetén részletekre nem terjeszkedhetünk ki.

386. Leírjuk inkább a **quadráns-elektrométert,** mely más elvre van alapítva, s mely valamely potencziál meghatározását egy kitérés puszta leolvasására redukálja.

Igen vékony CF fémszálra (663. ábra) a műszer úgynevezett *tűje* van felfüggesztve, mely egy nyolczas-alakú vékony,

könnyü *AB* fémlemezből áll. A tű nyelére az *M* függélyes tükröcske van erősítve, melyről a kitérések messzelátóval és skálával **(30)** olvashatók le. Négy sárgaréz-quadráns (*1*, *2*, *3*, *4*) közvetetlenül a tű alatt egyazon vizszintes síkban fekszik; egymástól jól el vannak szigetelve, nem érintkeznek, de a szemközt fekvők (*1* és *3* és szintén *2* és *4*) igen vékony fémdrót révén közlekednek egymással. A *H* és *K* drótok *elektród* nevet viselnek.

A felfüggesztő *CF* drótot összekapcsoljuk egy leydeni-palaczkkal, vagy pedig egy oszloppal, miként később látni fogjuk; ezzel a tűt magas potencziálra emeljük. Ha a tű töltése



663 ábra. A quadráns elektrométer.

pozitiv, a quadránsok megosztás útján negativakká lesznek; de ha mindannyi közlekedik egymással és ha az egész kellőképen szimmétrikus, akkor semmi kitérésnek sem szabad létrejönnie.

Ha ezután a *H*-párt a *K*-pártól elszigeteljük s közöttük potencziál-különbséget létesítünk, a pozitiv tű azon tájék felé igyekszik, hol a potencziál alacsonyabb **(34)**. Így tehát ha

H a földdel közlekedik és ennélfogva zérus-potencziálon van, *K* pedig alacsonyabb potencziálú testtel közlekedik, a tű az óramutatók irányában forog. Ha ellenben *K* magasabb potencziálon van mint a föld, a tű ellenkező irányban forog. De a fémszál rugalmassága e mozgásokkal ellenkezik, minélfogva a tű csakhamar új egyensúlyi helyzetet vesz fel, és jobbra vagy balra kitérítve marad azon potencziál értékéhez képest, melyre a *K* elektród emeltetett. A kitérés annál nagyobb, mentűl magasabb a tű potencziálja és mentül közelebb van a tű a quadránsokhoz. Ha e két mennyiséget állandóan megtartjuk, a kitérések, ha nem nagyok, arányosakká válnak a két elektród közötti potencziálkülönbséggel.

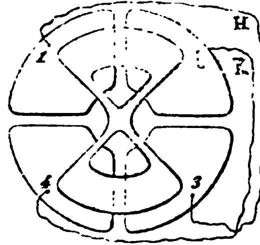
A lord KELVIN-féle quadráns-elektrométerhez van egy szerkezet, melylyel a tű potencziálja változatlanul fentartható, és van még néhány mellékkészülék, melyek még bonyolódottabbá teszik. Iskolai czélokra azonban elegendő a 663. ábrabeli készülék, ha ablakokkal ellátott fémház védi. Használatában a messzelátó mellőzhető és a tükröcske elé inkább petroleumlángot helyezünk, s a visszavert nyalábot lencsével összegyüjtvén, a láng valódi képét egy körülbelül 2 méteres skálára vetjük.

387. Tartsuk az elektrométer fémházát állandó közlekedésben a földdel. Legyen V a tű potencziálja, V_1 és V_2 pedig a *H*, illetőleg a *K* quadráns-páré (664. ábra). Az egész rendszert most két sűrítőből állónak tekinthetjük: az egyiknek fegyverzetei a tű és a *H* quadránspár, melynek potencziálkülönbsége $V - V_1$; a másikat pedig a tű és a *K* quadránspár alkotja, melyen a potencziálkülönbség $V - V_2$. A széleken az elektromosság eloszlása meglehetősen bonyolult s nehezen meghatározható törvényt követ; de a középső részeken az eloszlás elég egyenletes és arányos a borított körszelettel. Azért is, ha c az 1°-nyi körszelet kapaczitása, ω szöggel való elforduláskor az egyik sűrítő kapaczitása $c\omega$-val növekedik s a másiké pedig

ugyanannyival fogy; ennek következtében ez a kitérés az elektromos energiának csökkenését vonja maga után, mely a **365.** pont (2) képlete nyomán a következő:

$$\frac{c\omega}{2}(V-V_1)^2-\frac{c\omega}{2}(V-V_2)^2.$$

Minthogy másrészt a csavarás rugalmassági ereje a csavarás szögével — mely ez esetben ω — arányos, a rugalmassági erő munkája $\frac{\omega^2}{2}$-vel arányos (I, **157**); ezt a munkát az elektromos energia csökkenésével egyenlővé téve, ha A egy állandót jelent, kapjuk, hogy:



664. ábra. Quadránspár.

$$\omega = A\{(V-V_1)^2-(V-V_2)^2\}. \qquad (7)$$

$V_1=V_2$ esetre, mint már előbb mondtuk, $\omega=0$. De ha $V_1=-V_2$, vagyis ha a két quadránspár egyenlő, de ellentett előjelű potencziálra töltetik, a miként nem sokára az oszloppal meg is fogjuk tenni, ekkor

$$\omega = 4AV_2V,$$

vagyis a kitérés a tű V potencziáljával arányos.

XLI. FEJEZET.

A DIELEKTRIKUMOK.

388. Eddigelé a sűrítő két fegyverzetét elkülönítő szigetelő réteget úgy tekintettük, mint az elektromosság terjedésének egyszerű akadályát. Most azonban nem egy kisérletet fogunk idézni, melyből kitünik, hogy a szigetelő réteg a megosztás tüneményében **(311)** s általában az elektromos hatásoknak tovavitelében

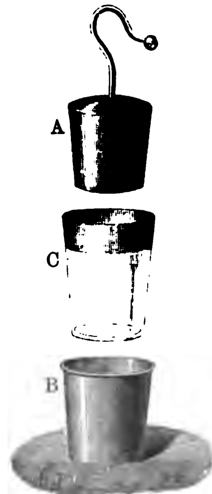
tevékenyen részt vesz, mely hatásokat a fizikusok többsége immár a testek szomszédos részecskéi között végbemenő hatásoknak, nem pedig távolhatásoknak (I, **141**) tekinti.

A szigetelőknek ilyetén magatartását tekintve, inkább **dielektrikumoknak** nevezik őket.

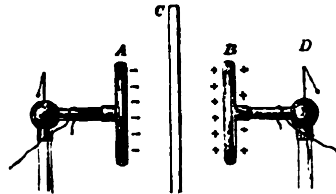
389. A *B* fémedénybe (665. ábra) pontosan beleillik *C* üvegpohár, s ebbe ismét *A* fémtest. A palaczkot összeállítván, szokott módon megtöltjük, az asztalra teszszük, belső fegyverzetét szigetelő nyéllel kivevén, az egészet szétszedjük. A szétszedett fémrészeket bátran érinthetjük; de ha a palaczkot ugyanazzal az elővigyázattal összerakjuk, és a fegyverzeteket kisütővel zárjuk, erős szikrát kapunk.

Ez a kisérlet igazolja, hogy a töltés nem a fémfegyverzeteken, hanem a szigetelőn rejlett.

390. Az *A* és *B* fémkorongok (666. ábra) között eleinte csak levegő legyen.



665. ábra.
Szétszedhető leydeni palaczk.



666. ábra.
Levegős sűrítő.

Ennek a levegős sűrítőnek *A* korongját a földdel közlekedésbe helyezvén, *B*-t a gép potencziáljára emeljük, mely a *D* ingácskának kihajlásán megbecsülhető. Ha most a géppel való közlekedést megszüntetjük, az inga kihajlása kisebbé válik, valahányszor a két korongot egymáshoz közelítjük, s ezzel a potencziál csökkenését árulja el, bár e közben a töltés nem változott.

Az inga kihajlása azonban akkor is többé vagy kevésbbé csökken, ha a korongokat nem közelítjük egymáshoz, hanem a helyett üveg, paraffin, ebonit, vagy másféle szigetelő lapot teszünk középök. Látható tehát, hogy ha a sűrítő méretei és alakja nem változnak, de változik a két fegyverzetet elválasztó szigetelő, a sűrítő kapaczitása is változik.

Legyen két zárt sűrítőnk, melyek geométriailag teljesen egyenlők, de az egyikben a fegyverzetek közé például paraffin, a másikban pedig 0° hőmérsékletű és 76 cm nyomású száraz levegő töltse ki; jelöljük az elsőnek kapaczitását C'-vel, az utóbbiét C-vel. Helyezzük a levegős sűrítő külső fegyverzetét az elektrométer védő házával, belső fegyverzetét pedig a tűvel vezető közlekedésbe; ha a készülék kapaczitása c, akkor $C+c$ kapaczitású rendszert alkottunk, melyet V potencziálra

$$Q=(C+c)\,V$$

töltés fog emelni.

Anélkül, hogy a töltést megváltoztatnók, kössük össze a paraffinos sűrítő belső fegyverzetét a tűvel, a külsőt pedig az elektrométer házával. A potencziál ezen a $(C'+C+c)$ kapaczitású rendszeren nyilván megváltozott s V' értékét a következő egyenlet adja meg:

$$Q=(C'+C+c)\,V'.$$

Erre a közlekedések megszüntettetnek, a tű kisüttetik s most csupán csak a levegős sűrítő, mely CV' töltést őrzött meg az előbbi kapcsolatból, helyeztetik az elektrométerrel ugyanolyan kapcsolatba; ennek folytán a potencziál V'' értékre csökken, mely

$$CV'=(C+c)\,V''$$

kifejezésből adódik ki.

Eme három egyenletből igen könnyen ered a következő:

$$\frac{C'}{C}=\frac{V-V'}{V''},$$

mely kifejezésben a potencziálok helyett a velök arányos ki-

téréseket (**387**) helyettesítvén, kiszámítható a paraffinos és ugyanolyan levegős sűrítő kapaczitásainak viszonya, vagyis $C' : C = D$. Ezt a viszonyt a **megosztás fajlagos együtthatójának** vagy pedig a szigetelő **dielektromos állandójának** nevezik.

A paraffinra, a petroleumra, a terpentinszeszre vonatkozólag D értéke körülbelül 2, az üvegre és a faolajra nézve 3, ebonitra nézve 2,5, kénre nézve 4.

A gáznemüek dielektromos állandói között, bár nem nagy, de mindenesetre észrevehető különbségeket találtak; ezeket azután légüres térre szokták vonatkoztatni. A 0° hőmérsékletű és 76 cm nyomású levegőnek légüres térre vonatkoztatott dielektromos állandója 1,000 59.

391. Ezeket megállapítván, elég valamely sűrítő C kapaczitását a dielektromos állandóval megsokszorozni, hogy megkapjuk a sűrítő kapaczitását, ha a levegőt a kérdéses szigetelővel helyettesítjük. Így például a **371.** pontban tárgyalt gömbalakú sűrítőnek a kapaczitása:

$$D\frac{RR'}{R'-R}. \tag{1}$$

A levegős sűrítőben Q töltés, ha a külső fegyverzet a földdel közlekedik, a következő potencziált idézi elő:

$$V_o = Q\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'}\right);$$

a sűrítő levegőrétegben a középponttól mért r távolságban levő P pontban — tehát $R < r < R'$ — a potencziál értéke

$$V = Q\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R'}\right);$$

míg ellenben az elektromosságnak ugyanazon Q mennyisége ugyanabban a sűrítőben, de másféle dielektrikummal megfelelőleg a következő potencziálokat hozza létre:

$$V'_o = \frac{Q}{D}\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'}\right), \quad V' = \frac{Q}{D}\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R'}\right).$$

Ennek következtében az elektromos tér intenzitása r távolságban a levegőben

$$\frac{Q}{r^2},$$

a dielektrikumban pedig

$$\frac{Q}{Dr^2}.$$

Így tehát q és q' elektromosság-mennyiségek, ha D dielektromos állandójú közegben vannak, a következő erővel hatnak egymásra:

$$F' = \frac{1}{D}\frac{qq'}{r^2}, \tag{2}$$

holott a levegőben ez az erő (**327**)

$$F = \frac{qq'}{r^2}.$$

Az itt adott elméleti fejtegetések kisérleti úton is igazoltattak. E végből az elektrométer akként alakíttatott át, hogy a tű és a quadránsok terpentinszeszbe voltak meríthetők, s egymásra való hatásukat úgy ebben a folyadékban, mint a levegőben meg lehetett figyelni. Ekként a készülékkel egész jól volt megállapítható, hogy az elektromos megosztás a dielektrikum szerint változik, valamint az is, hogy a megfelelő tömegmozgató hatás is módosulásban részesül.

Tekintettel erre, az elektromosság egységének a **327.** pontban adott meghatározását ekként kell megadni: Elektromosság egysége az elektromosságnak az a mennyisége, mely vele egyenlő, tőle 1 cm távolságban levő mennyiséget 0° *hőmérsékletű és 76 cm nyomású levegőben* egy din erővel taszit.

392. Az előbbeniekből következik, hogy a nem-vezetőknek nem csupán csak szigetelés a működésük. Másrészt ismeretes, hogy az elektromos megosztásnak is alá vannak vetve, a mint ezt MATTEUCCI megmutatta; elektromozott testhez esetleges elektromosságától teljesen megszabadított kénpálczikát

közelítvén, azt tapasztalta, hogy mindkét végén elektromossá lett, és pedig a megosztó felé forduló végén ellentett, az elforduló végén pedig egynemű elektromosságú. Megjegyzendő, hogy az elektromosság gerjesztésére bizonyos idő volt szükséges és a töltés a megosztás megszüntetése után is hosszabb ideig megmaradt. Ez tehát ép ellenkezője annak, a mit a vezetők esetében tapasztalunk. Mossotti a dielektrikumoknak ezt az **elektrostatikai sarkítását** vagy **polarizáczióját** mathematikai elmélettel magyarázta, feltételezvén, hogy a dielektrikumok egymástól elszigetelt vezető részecskékből állanak. Mások ismét azt tételezik fel, hogy a dielektrikumok részecskéi állandóan elektromozott állapotban vannak, oly módon, hogy mindegyiknek két ellentett nevű sarka van s hogy az elektromos tér a részecskéket az erővonalak irányában rendezi: így válnak ezek a testek elektromosakká.

Mindkét elmélet alapjában felforgatja az elektromos jelenségek ama felfogását, mely szerint ezek a hatások a távolságba, a közegnek közreműködése nélkül érvényesülnének.

393. Merő ellentétben ezzel a felfogással, Maxwell, Faraday véleményéhez csatlakozott. Faraday a távolságba való hatásokat tagadta és úgy vélekedett, hogy az erő hatásának tovavitelére valamiféle közeg szükséges, mely a hatásokat testről testre átszármaztatja; a szigetelők dielektromos tulajdonságait más szemmel nézte és megmutatta, hogy a megfigyelt tények úgy is magyarázhatók, ha elfogadjuk, hogy az elektromos erő vagy az elektromos tér intenzitása a dielektrikumokban sajátszerű módosulást, deformácziót idéz elő, mely hasonlóan a rugalmas deformácziókhoz, az elektromos erő hatása alatt fennmarad s az erővel egyszerre megszünik. Az elektromos hatások szerinte úgy mennek végbe, mintha valamely összenyomhatatlan és rugalmas, minden tért betöltő közeg eltolódásai okoznák; a közeg rugalmassága a testtől függene, melyben foglaltatik.

Az elektromos eltolódás minden pontban arányos lenne a pontbeli elektromos erővel s a levegőben, egy szintfelületnek egy erőcsőbe eső a részén ugyanaz lenne az értéke, mint azé a Q töltésé, mely ugyanezen csőnek a vezető felületén végződő részén helyet foglal; ellenben D dielektromos állandójú dielektrikumban az eltolódás értéke DQ lenne.

Így például sík levegős sűrítő elektromos ereje (**382**):

$$F = 4\pi\rho,$$

a fegyverzettel párhuzamos sík lap felületegységén ρ eltolódást okoz; de ha a levegő helyét oly dielektrikum foglalná el, melyre nézve az elektromos megosztás fajlagos együtthatója D, ugyanez az F erő a következő eltolódást okozná:

$$x = D\rho = D\frac{F}{4\pi}. \qquad (3)$$

394. Ez az elektromos eltolódás a közegben bizonyos rugalmas ellenhatást ébresztene, melynél fogva a dielektrikum potencziális energiára tenne szert, melylyel a megelektromozás előtt nem birt; ekként az elektromos energia MAXWELL szerint nem a vezetőkön van felhalmozva, hanem a dielektromos közegben van megkötve.

Midőn a sűrítő megtöltetik, az elektromos erő s a vele állandóan arányos elektromos eltolódás zérus értékről F, illetőleg x értékekre emelkedik; ennélfogva az elektromos erő munkája a szintfelület egységén keresztül a hosszegységgel egyenlő darabon, hasonlóan a rugalmas erők munkájához, a következő:

$$\frac{Fx}{2}.$$

Ennélfogva a **dielektrikum térfogategységbeli energiája** a (3) képlet szerint

$$E = \frac{Fx}{2} = D\frac{F^2}{8\pi},$$

és két a területű, egymástól d távolságban levő sík közé fogott egész térfogatban

$$Ead = D\frac{F^2}{8\pi}\cdot ad, \qquad (4)$$

s minthogy

$$F = \frac{V}{d},$$

ez a kifejezés a következő alakba is önthető:

$$Ead = D\frac{a}{8\pi d}V^2.$$

Visszaemlékezvén a **382.** pont (3) képletére, mely a sík kondenzátor kapaczitását adja meg, azonnal kiderül, hogy a (4) képlet a sűrítő energiájára ugyanazt a $\frac{1}{2}CV^2$ értéket adja, mint a melyet a **365.** pontban egészen más úton kaptunk volt.

395. A (4) képlet a (3) alattinak tekintetbe vételével még ebben az alakban írható:

$$Ead = \frac{2\pi(xa)^2}{D}\cdot\frac{d}{a},$$

hol xa az egész elektromos eltolódást jelenti; ebben az alakjában a képlet azt tünteti elő, hogy ha az xa eltolódás változatlan marad, a dielektrikum d magasságú oszlopának megrövidülése a potencziális energiának csökkenésével jár s azért a belső erőknek fokozódása kíséri; ellenben az a keresztmetszet kisebbedése az energiát növeli, miért is ez a kisebbedés csak belső erők legyőzése árán létesülhet. Az elektromozás tehát rugalmas erőket ébreszt a dielektrumban, melyeknél fogva FARADAY-nak a dolog mibenlétéről alkotott nézete szerint az erővonalak rövidülni s egyúttal egymástól oldalt távolodni törekednek. A közeg az elektromos tér irányában a feszülésnek, az erre merőleges irányban pedig az összenyomásnak valamiféle állapotában lenne. A (4) képletből ki is számítható a prizma d magasságának δ-val egyenlő megrövidülése közben a rugalmas erőtől végzendő $Ea\delta$ munka,

mely erőnek e végből a felületen Ea intenzitással kell hatnia; ebből a dielektrikumban meglevő feszültségnek területegységenkénti intenzitása

$$\frac{D}{8\pi} F^2.$$

Ha $a = bc$ tétetik, hasonlóképen kiszámítható az a munka, mely a cd oldalnak b-vel párhuzamos β nagyságú eltolódása közben végeztetik, mely nyilván $Ecd\beta$, a melynek elvégzésére Ecd erő szükséges, a miből kiderül, hogy az oldalt ható nyomásnak is ugyanaz az E értéke van.

Mindaz, a mit itt az egyenletes elektromos térnek egyszerűbb esetére megállapítottunk, általánosságban is érvényes; mert hiszen ezek a fejtegetések két végtelen közel fekvő szintfelület közé fogott erőcsőnek egy-egy elemi rétegére alkalmazhatók, mely esetben a cső határoló lapjai síkoknak és párhuzamosaknak, az erővonalaknak közéjök eső elemei pedig egyeneseknek és párhuzamosaknak tekinthetők.

Ámde ha ezek az erők tényleg hatnak, a dielektrikum alakjának és térfogatának az elektromozás hatása alatt meg kell változnia. Ezt többféle kisérlettel igazolni sikerült. A kisérletekről csak annyit kivánunk említeni, hogy hajszál-szűk nyakú üveggolyót vízzel megtöltvén, vízbe állították; ezt azután leydeni-palaczk módjára megtöltötték és kisütötték. Töltés közben a víz a hajszálcsőben emelkedett, a kisütés után pedig eredeti állására szállt.

Említsük még meg, hogy izotrop testek elektromozás hatása alatt kettős törésűekké válnak; ennek megmutatása végett a dielektrikumot erre alkalmas fegyverzetek révén keresztbe állított NICOL-féle hasábok (**289**) között erősen elektromozzuk.

396. Az eddig mondottakat MAXWELL nyomán a következőkben foglaljuk össze:

Az elektromos energiának székhelye a dielektromos közeg, melynek pontjai az elektromos erőt abban az irányban

származtatják tovább, a melyben a potencziál a leggyorsabban változik: vagyis a szintfelületekre merőlegesen, az erővonalak irányában, melyek ez okból az **elektromos megosztás vonalai**nak is nevezhetők, mert hiszen az elektrostatikai megosztás ezt az irányt követi.

Az energia a közeg minden pontjában valamiféle kényszerhelyzetből eredő potencziális állapotban rejlik, mely állapotnál fogva a dielektrikum minden részecskéje **sarkítottnak**, vagyis oly állapotúnak tekinthető, hogy az elektromos erővonalakra merőleges lapjain egyenlően, de ellentett nevűleg töltöttnek mutatkozik.

Az elektrostatikai sarkítás az elektromos erőtől, az erő irányában előidézett valamiféle eltolódásnak gondolható, melynek értékét az elektromos erő adja, ha $\frac{D}{4\pi}$-vel megsokszorozzuk.

A dielektrikum térfogategységének a sarkításból eredő energiája az elektromos erőnek az eltolódással való félszorozmánya.

A sarkítást az indukczió (megosztás) vonalai irányában bizonyos feszültség kiséri, mely eme vonalakra merőleges, minden irányban egyenlő nyomással kapcsolatos; a feszültség és a nyomás térfogategységenkénti értékei egy pontra nézve egyenlők egymással.

Azon elemek felülete, melyekre a dielektrikumot elbonthatónak gondoljuk, oly módon töltöttnek vehető, hogy a felületi elektromos sűrűség minden pontban az eltolódással egyenlő; így az egymásra következő elemek eme felületi töltései egymást közönbösítik, kivéve a dielektrikum határoló felületeit s ennek következtében egy erőcsövön belül az elektromozás, vagy ha máskép akarjuk mondani, a megosztás csakis a cső két szélső keresztmetszetén érvényesül, hol is egyenlő, de ellentett előjelű töltések fognak mutatkozni.

Bármilyen legyen is az elektromosság természete, s bármilyen legyen is a mozgásban levő elektromosságról alkotott nézetünk: a tőlünk elektromos eltolódásnak nevezett jelenség

az elektromosságnak ugyanolyan értelmű mozgása, a minő mozgása az elektromosságnak a töltésnek egy vezető dróton való tovavitele, de avval a különbséggel, hogy mig a dielektrikumban valamiféle rugalmas hatás az, a mi a töltést az elektromos erő megszüntéig visszatartja (innét a sűrítő kisütése), addig a vezetőkön az elektromos rugalmasság folytonosan enged az erőnek, úgy, hogy bennök valóságos és állandó elektromos áramlások létesülhetnek.

Az elektromosság áramlása minden körülmények között ugyanannak a feltételnek van alávetve, mint az összenyomhatatlan folyadéké, vagyis hogy valamely zárt felületen minden pillanatban épen annyinak kell kilépnie, mint a mennyi rajta belépett.

Ennek az a folyománya, hogy az elektromosság áramlása mindenkor zárt körben megy végbe. Ugyanazon idő alatt, a melyben a sűrítő töltésére használt drót minden egyes keresztmetszetén bizonyos mennyiségű elektromosság áramlott át, a dielektrikum valamennyi keresztmetszetén, elektromos eltolódás alakjában, ugyanaz a mennyiség áramlik át; a kisülés alkalmával a dielektrikum elektromos eltolódása ellentett értelmű.

397. Az elektromos eltolódásnak változása tehát az elektromosság áramlását vonja maga után. Mindamellett ezen áramok csakis addig tartanak, a míg az eltolódás változik, minthogy a közeg rugalmas ellenállása az eltolódást akadályozza; azért is nem tarthatnak vég nélkül ugyanabban az irányban, mint a hogy ez a vezetőknél történik.

A dielektrikumok viselkedése mindenkor és mindenben a rugalmas testek viselkedésének megfelelő. Ha a mechanikai hatás a rugalmasság határain túlmegy, a test elszakad vagy pedig végleges alakváltozást szenved, még ha a deformálást előidéző erő meg is szünt hatni. Így, ha két vezető potencziálkülönbsége, vagyis az őket elválasztó szigetelőben rejlő elektromos erő bizonyos határt meghalad, két eset lehetséges: a dielektrikum a hirte-

len kisüléstől áttöretvén, az elektromosságnak útat enged, vagy pedig végül is vezetővé válik. Az első eset a törékenységnek, a másik az idomíthatóságnak felel meg. Az összes gáznemű testek az első eset alá tartoznak, a folyadékok és szilárd testek — többé-kevésbbé szigetelők — a második eset alá.

398. Még a rugalmas utóhatásnak (I, **163**) megfelelő jelenségekre is akadunk a dielektrikumok viselkedésében. Ez az utóhatás, mint láttuk, abban áll, hogy az alakváltozás az előidéző erő intenzitása és hatásának tartama szerint, az erő hatásánál tovább tart és idővel többé-kevésbbé elenyészik. Lássuk a megfelelő elektromos tüneményt.

A leydeni palaczkban a fegyverzetek közé fogott szigetelő az üveg. Töltés közben alá van vetve a deformáló hatásnak: kisüléskor azonban nem tér vissza hirtelen és teljesen eredeti állapotába, mint például a levegő. Azért is, ha két fegyverzetét fémívvel rövid időre egymással összekötjük s azután magára hagyjuk, rövid idő mulva **utólagos töltés** jelentkezik s a palaczk új szikrát adhat s kevés vártatva egy harmadikat is. Épen úgy, a mint a rugalmas test nem szerzi vissza nyomban eredeti alakját, a mennyiben eleintén kissé deformált marad.

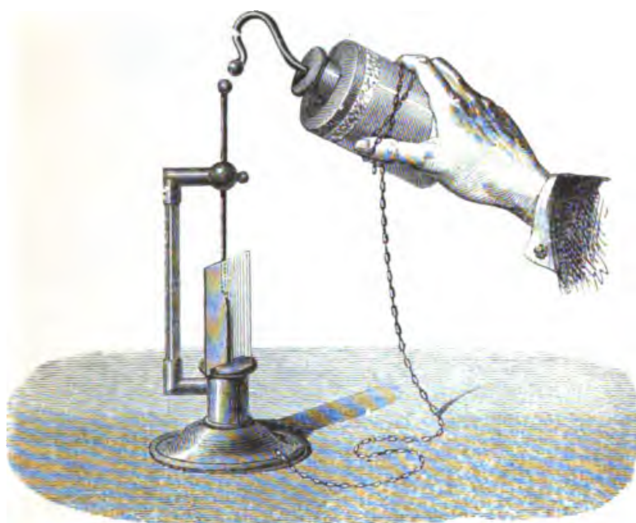
399. A mint utóvégre elszakadnak a plasztikus, valamint a rugalmas utóhatásokat feltüntető testek is, úgy a hatalmas potencziál-különbségeknek alávetett dielektrikumok végre megszünnek ellenállani: a kisülés a belsejökben megy végbe, összetöri őket és részeiket szétveti.

Az elektromos szempontból többé-kevésbbé plasztikus folyadékokban a szikra könnyen ugrik át, ha gondunk van rá, hogy a zárlatot más pontban is megszakítsuk, úgy, hogy a levegőben is keletkezzék egy szikra. A folyadékokban létesülő szikra nagyon zajos, a folyadékokat messzire szétszórja, néha összetöri az üvegedényt is, minélfogva óvatosnak kell lenni, különösen ha gyulékony anyagokkal van dolgunk.

A szilárd testek közül a kártyapapiros, mely félvezető,

tehát szintén a plasztikus testekhez hasonlítható, a 667. ábrabeli készülékben a szikrával átlyukasztható; épen így a különböző száraz falemezek is.

Az üveg közönséges mérsékleten jól szigetel; kevésbbé jól, ha meleg, s végre vezetővé válik; tehát fokozatosan elek-

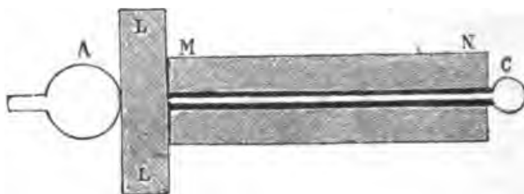


667. ábra. Kártyapapiros átlyukasztása.

tromos idomíthatóságra tesz szert, a mint szert tesz a valóságos és tulajdonképeni idomíthatóságra. Láttuk, hogy a mint el van látva utóhatású rugalmassággal, úgy elénk tárja az utólagos töltést is (402), de elektromos szívóssága szintén nem határtalan, mert a kisülés némelykor a palaczkok üvegén át esik meg s ezt keresztül lyukasztja. Hogy azonban egy üveglap átlyukasztása sikerüljön, némi gonddal kell eljárni.

Az *LL* lapot (668. ábra) gyanta és terpentinből való tapasztóval egy vastag *MN* üveghengernek egészen síma alapjára erősítjük; a hengerbe fémpálczika van dugva, mely egyik végén csúcsban, másikán *C* golyócskában végződik. Egy másik, a földdel közlekedő *A* gömböt a csúcscsal szemközt állítunk, és *C*-t

az elektromozó gép gyüjtőjéhez közelítve, szikrát ugratunk rája. Mivel ez a mechanikai hatás inkább nagy potencziál-különbséget, mint tetemes mennyiségű elektromosságot kiván meg, a



668. ábra. Üveglap átlyukasztása.

kisérletre telepek nem alkalmasak, és visszaemlékezve a **379.** pontbeli fejtegetésekre, inkább lánczolatosan kapcsolt palaczkok sorához fogunk folyamodni.

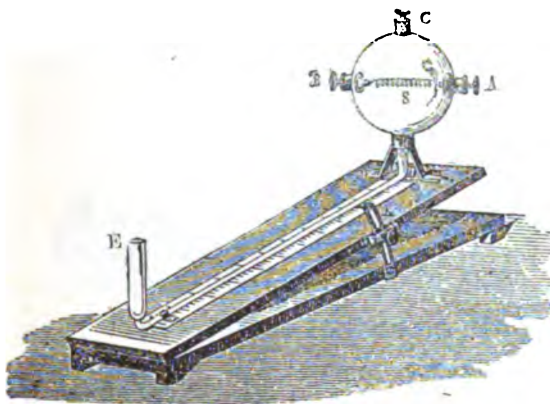
XLII. FEJEZET.

ELEKTROMOS KISÜLÉSEK.

400. A sűrítő fegyverzeteit fémivvel összekötvén, a levegőn átugró szikra a kisütő ív természete szerint többé vagy kevésbbé fényes; igen zajos és fényes, ha ez az ív rövid és vastag fémből való; halvány és gyengécske, ha az ív hosszú és igen vékony drótból van. A potencziális energiából, mely a kisülésben molekulai energiává alakul át, az első esetben túlnyomólag a levegővel közlődik, a másodikban pedig inkább a fémdrótban alakul át hővé.

Ez a hő megmérhető, és Riess az ő **elektromos hőmérő**jével meg is mérte. Ez üveggömbből (669. ábra) áll, melyben az *A* és *B* csíptetők közé a spirálisban összecsavart igen vékony *S* platinadrót van kifeszítve; a csíptetők egyike rövid és vastag

dróttal a sűrítő külső fegyverzetéhez van kötve, másika pedig hasonló dróthoz van kapcsolva, melyet a kisütés létesítése végett a belső fegyverzethez közelítünk. A hosszú hajszál-szűk nyak, mely az *E* tölcsérben végződik, alkohollal kevert kénsavat tartalmaz, és a vízszinteshez kisebb-nagyobb mértékben hajlítható. A *C* dugó a külső térrel való összeköttetés létesíté-



669. ábra. Elektromos hőmérő.

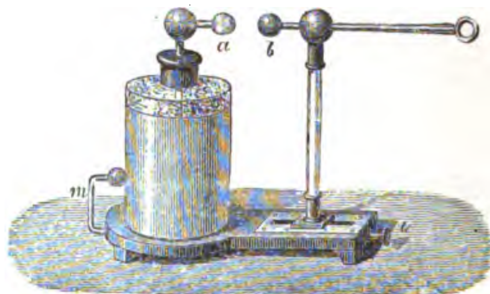
sére szolgál, a mikor is a folyadékszál bizonyos nyugalmi helyzetet vesz fel, melyet feljegyzünk. Ha az üveggömböt a *C* dugóval elzárjuk, az elzárt levegőnek nyomása a megmelegedés miatt nagyobbodik és a folyadékszálat eltolja. Ha meggondoljuk, hogy a hő igen gyorsan megy át a drótból a levegőbe, beláthatjuk, hogy a veszteségeket el szabad hanyagolni és kellő megközelítéssel feltehető, hogy a drótban fejlesztett hő arányos a folyadékszál maximális eltolódásával.

E műszerrel Riess kimutathatta, hogy a drótban fejlesztett hő állandó viszonyban van a sűrítőtől felhalmozott elektromossággal.

401. Hogy a sűrítővel közölt különböző töltéseket összehasonlíthassuk, a **Lane-féle elektrométer**hez folyamodunk,

melyet a 670. ábra tüntet elő. Ez kicsiny leydeni-palaczk, melynek külső fegyverzete fémszalag útján egy oszloppal és a *b* golyóval közlekedik, mely utóbbi a belső fegyverzet *a* gombjától kisebb-nagyobb mértékben eltávolítható.

Ha *a* és *b* között bizonyos távolságot tűzünk ki, *b*-t zérus-potencziálon tartjuk, *a*-t pedig működésben levő elektro-



670. ábra. Lane-féle mérőpalaczk.

mozó géppel kötjük össze, a két golyó között a szikrák sora ugrik át, és az az elektromosság-mennyiség, melyet két egymásra következő szikra között a felső fegyverzettel közölni kell, állandó.

Hogy a valamely sűrítővel közölt elektromosságnak mennyiségét megmérjük, mind a két fegyverzetét elszigeteljük: az egyiket, például a belsőt, összekötjük a géppel, a külsőt pedig a LANE-palaczk *a* gombjával; *b* a földdel kapcsolandó össze.

Abban a mértékben, melyben a pozitiv elektromosság a gépből a sűrítő belső felületére megy, ugyanannyi pozitiv elektromosság indul ki a sűrítő külső felületéről is, de az *a b* megszakitás miatt nem hatolhat folytonosan a földbe, hanem megtölti a mérőpalaczkot s a kellő potencziálkülönbséget előidézvén, kisül; világos, hogy ugyanott minden egyes szikra alkalmával egyenlő mennyiségben megy át. Ennélfogva a sűrítő töltése közelítőleg arányos az elektrométer szikráinak számával.

402. A kisütő zárlat, melynek egyik része az elektromos hőmérő, egyik végével állandó összeköttetésben legyen a sűritő külső fegyverzetével, másik végét pedig a szikrák meghatározott s száma után a belső felülettel kötjük össze. A kisütés átjárja a platinadrótot és a folyadékoszlop T elmozdulásával arányos hőt fejleszt benne. RIESS a $T:s^2$ viszonyt állandónak találta; a drótban fejlesztett hő tehát arányos a dróton átmenő elektromosság mennyiségének négyzetével, a miként a **365.** p. (3) képletével elméletileg már megállapitottuk.

403. Nem kell azonban szem elől tévesztenünk, hogy nem az egész, a sűritő töltésére forditott energia jelen meg hő alakjában az elektromos hőmérőben: egy része szikrában vagy szikrákban nyilvánul, melyek a kisütő kör minden egyes megszakitásában keletkeznek; egy másik nem csekély része azokra a szikrákra vagy fénybojtokra fordittatik, melyek a sűritő szélén keletkeznek (**408**); végre egy része magának a sűritőnek szigetelőjét melegiti meg.

Egészen szigorú eljáráshoz megkivántatnék, hogy az egészet kaloriméterbe zárjuk és ennek megmelegedését megfigyeljük. Azonban ez az eljárás rendkivüli és talán legyőzhetetlen akadályokba ütközik, és másrészt még mindig fennmaradna a kétség, vajjon az energia egy része nem fordittatik-e azon fémek diszgregácziójára, melyek között a szikra átugrik.*

Ez bizonyára nem volna alkalmas mód arra, hogy abszolutmérték szerint meghatározzuk a kilogramm-méterek számát, melyek Q elektromosság-egységnek V potencziálról zéruspotencziálra való átmenetével egyenértéküek, s hogy ekként teljesen beigazoljuk a **365.** pont (3) képletét. Erre egészen más módon juthatunk, melylyel megismerkedni lesz még alkalmunk.

* Midőn ugyanis a szikra két különböző golyó, például arany- és ezüstgolyó között ugrik át, az ezüst golyón arany találtatott és viszont.

404. Mindazonáltal megjegyezzük, hogy RIESS kisérleteiből következtethetjük, hogy a kisülés egész energiája a platinadrót és a zárlat többi része között akként oszlik meg, hogy e két rész egymáshoz való viszonya független azon elektromosságmennyiségtől, mely adott sűrítőből adott dróton át kisül.

Ugyanerre az eredményre vezetnek VILLARI kisérletei is, ki azonban a töltést a szikrában fejlesztett hővel hasonlította össze. A két fegyverzethez vastag fémdrótokat forrasztott, melyek az ő *kisütő hőmérő*jéhez vezettek. Ez léghőmérő volt, mely két oldalt rövid csővel és hosszú nyakkal ellátott üveggömbből állott; a lefelé fordított és edénykébe merülő nyakban alkalmas folyadék volt. Az oldalcsövekbe két platinadrót volt erősítve, melyek egyike szilárdan állott, másika pedig az őt tartó parafadugóban forgatható, s a gömbön kívül levő üvegpálczika segítségével az álló dróthoz közelíthető vagy ettől eltávolítható volt. Ily módon a zárlat fémi összeköttetésének folytonossága biztosítva volt, és a kisülés csakis egy szikrával jött létre a gömbben *(kisütő szikra)*, vagy szintén oly módon, hogy a zárlat más pontjaiban is némi mérhető köz maradt, hol is egyidejűleg *mellékszikrák* ugrottak át. A folyadékoszlop elmozdulása itt is arányosnak vehető a szikrában gerjesztett hővel, és VILLARI, a hőmérőbeli két platinadrótot érintkeztetvén, az elmozdulásokat a LANE-féle elektrométerrel mért töltések négyzetével arányosaknak találta; ha ugyan a két fegyverzet közötti potencziálkülönbség nem volt túlságos nagy, vagy túlságos kicsiny.

405. Nyilvánvaló, hogy egyetlen egy leydeni-palaczk helyett sűrítőül több ilyen palaczkot is használhatunk, melyeket **teleppé** egyesítünk oly módon, hogy úgy külön a belső, mint külön a külső fegyverzeteket egymással fémileg összekötjük.

Valamely telep elektromos kapaczitása egyenlő **(349)** azon palaczkok kapaczitásainak összegével, melyekből össze van állítva; és ha e palaczkok egymással egyenlők, arányos a számukkal. Azonban a **365.** pont (3) képlete szerint a munka, mely

megkivántatik, hogy valamely vezetővel adott Q töltés közöltessék, fordított viszonyban van a kapaczitással; és ezzel összhangzásban RIESS azt találta, hogy a hő, melyet a kisülés vékony drótban gerjeszt, fordítva arányos a palaczkok számával, a melyekben az adott elektromosság-mennyiség szétosztva volt. Ugyanezen eredményre jutott VILLARI is, sem túlságos magas, sem túlságos alacsony potencziálokra nézve, midőn vastag kisütőzárlat alkalmazásával a kisütő szikra melegét hőmérőjével megmérte.

Azt kellene tehát következtetnünk, hogy a kisülés energiája ebben az esetben is egymással arányos részekre oszlik meg, vagyis hogy a szikrának melege, a fémi zárlat melege, a palaczk belső melege és a diszgregáczió munkája adott kisütési zárlatban az egész energiának egyazon hányadrészét teszi. Csakhogy az elkerülhetetlen hibák, melyekkel az ilyes meghatározások járnak, e törvény szigora iránt sok kétséget hagynak fenn.

406. Láttuk (366), hogy ha valamely C kapaczitásu és Q töltésű vezetőt egy másik, C' kapaczitású vezetővel kötünk össze, az előbbeni vezető E energiája $\frac{C'}{C+C'}E$ értékkel apad. Hasonlóképen, ha K kaloria fejlődik, midőn n egyenlő palaczkból álló telepet kisütünk, melyet előzetesen a LANE-féle elektrométer s számú szikrájával töltöttünk meg: csak $\frac{n'}{n+n'}$, K kaloriát nyerünk, ha ugyanannyi s szikrával való megtöltés után belső fegyverzetét összekötjük egy n' palaczkból álló másik telepnek a belső fegyverzetével, mely ki van sütve s melynek külső fegyverzete a földdel közlekedik. VILLARI az $n = n'$ esetre nézve, kisütő hőmérőjét a két egyenlő telep közé kapcsolván, azt találta, hogy a fejlesztett hő $\frac{K}{2}$ volt, vagyis mintegy a fele annak, mely fejlődött, midőn csak az egyik telep fegyverzetei közé kapcsolta. Midőn ezután mindegyik telepet külön-külön sütötte ki,

mindegyiket $\frac{s}{2}$ számú szikrának megfelelő elektromossággal töltvén meg, mintegy $\frac{K}{4}$ kaloriát talált. Tehát úgy látszik, hogy ezek a kisérletek is az arányosságnak az előbbeni pont végén említett törvényére utalnak.

407. Ha a kisütés nagyon erős, az elektromos hőmérő drótja elolvad és végül elpárolog. A kisülés közben fejlődő hő a szigetelőt is megolvaszthatja, a melyet átjár, miként ezt lehetőleg tágas csőbe zárt kénvirággal megmutathatjuk, s ily módon a **fulguriteket** utánozhatjuk, melyeket néha nedves rétegek fölött lévő homokos területeken találunk, s a melyeket valószinűleg a villámot alkotó természetbeli kisülés hozza létre.

408. Említettük már a sűrítők szélein képződő fénylő pamatokat; hasonlóké p, ha az üveget úgy akarjuk átlyukasztani, hogy egyszerűen a kisütő két szára közé helyezzük, a kisütés nem megy át rajta, hanem inkább kigyódzva megkerüli az üveg felületét, miközben a rajta megsűrített (I, **272**) heterogén anyagok rétegein végig vonul.

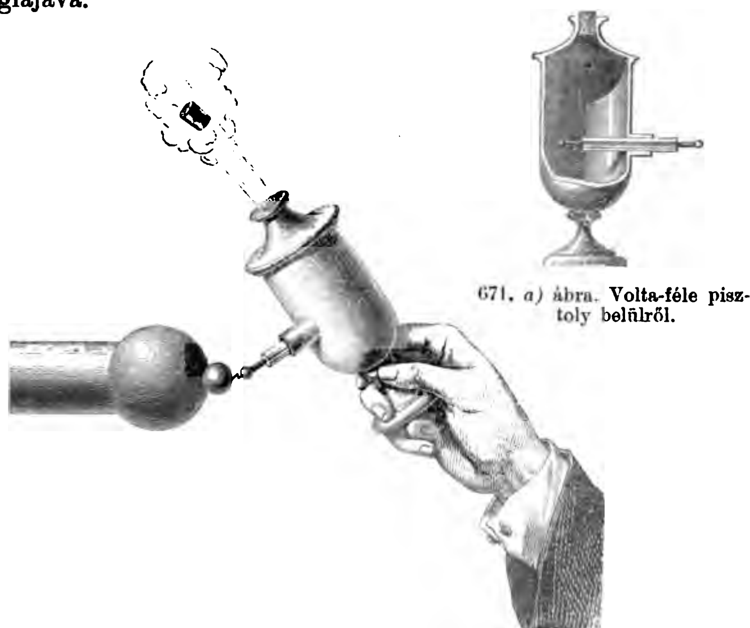
Sötétben dolgozva, ez közvetetlenül megfigyelhető, vagy pedig a kisütés után akként tehetjük láthatóvá, hogy a lemezre elektroszkópos port (**315**) hintünk. A pozitiv elektromozású lapon sárga kéncsillag tünik elő elágazó sugarakkal, a másik lapon pedig éles körvonalú vörös minium-folt. Ezek a **Lichtenberg-féle alakok,** melyeket akként is nyerhetünk, hogy gyanta-lepényen egy elektromozott testet, például egy leydeni-palaczk gombját, húzunk végig.

Hasonló jelenségek mutatkoznak egy palaczk lakkozott felületén, a külső fegyverzet széle mellett, valahányszor a palaczkot kisütjük.

Ezek a felületmenti kisülések a szigetelőt körülövező atmoszférát, és némelykor a szigetelőnek még legfelső rétegét is módosítják, minek nyomai, a Moser-féle képek módjára, előtüne-

deznek még jóval annak utána is, hogy az elektromozásnak minden nyoma eltűnt *(harmatképek).*

409. Az elektromos kisülés létrehoz még **chemiai hatásokat** is, melyek egynémelyike a fejlesztett hő másodrendű hatásainak tekintendő, mások ellenben közvetetlen átalakulásai az elektromos helyzeti energiának az atómok helyzeti energiájává.



671. *a)* ábra. Volta-féle pisztoly belülről.

671. *b)* ábra. A Volta-féle pisztoly elsütése.

Az első csoportba tartozik az ammoniak felbontása, úgyszintén a durranó keverékeknek (például a hidrogén és oxigén vagy egyszerűbben a világító gáz és levegő keverékének) felrobbantása, midőn szikra ugrik rajtuk keresztül.

A robbanás előidézésére a **Volta-féle pisztolyt** használjuk; ez fémedényből (671. *b)* ábra) áll, mely oldalt egy lakkozott üvegcsőbe illesztett vezetővel van ellátva. Az edénybe levegővel kevert kevés világító gázt vezetünk, parafadugó-

val elzárjuk, és, kézben tartva, a gombot az elektromozó gép-gyüjtőjéhez közelítjük. A gombra ugró szikrával egyidejűleg létre jön egy belül átugró (671. *a)* ábra) szikra, mely a keveréket meggyujtja, minélfogva a dugó kihajíttatik.

E készülékhez hasonlók az **eudiométerek**; ezek beosztott üvegharangok, melyek higanynyal vagy vízzel megtöltött felfogó kádba vannak fordítva, és felső végükbe két platinadrót van forrasztva, melyek között a szikrát átugratjuk, hogy a gázkeverék vegyülése létrejőjjön s ekként chemiai elemzését végezzük.

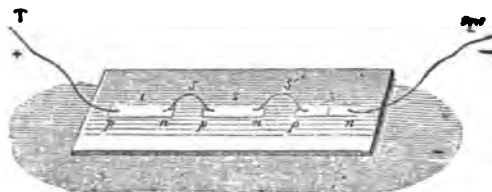
410. A puskapor meggyujtásakor a kisülést lassítani kell az által, hogy az áramkörbe kevésbbé jó vezetőt, pl. nedvesített zsineget kapcsolunk; különben a puskapor nem gyulad meg, hanem egyszerűen szétszóródik. Az éter azonban a földdel közlekedő fémcsészikében igen gyorsan gyúl meg, ha az elektromozó gépből szikrát ugratunk beléje.

Ellenben az oxigénnek a levegő nitrogénjével való vegyülését, melyet puszta hevítéssel nem létesíthetünk, a szikrák egész sorával elő lehet idézni; ezek száraz levegőben átugorva a salétromsav-anhidrit vöröses gőzeit hozzák létre, nedves levegőben pedig salétromsavat fejlesztenek.

411. A kisülés egészen más chemiai hatásokat is, nevezetesen szétbontásokat létesít, és pedig a nélkül, hogy szikra alakjában nyilvánulna. E tárgygyal később behatóan fogunk foglalkozni. Egyelőre tegyük a következő kisérletet. Üveglapra (672. ábra) három papiros-szeletkét fektetünk: az első jódkáliummal és keményítő csirizzel van áztatva, a második káliumszulfáttal van itatva és lakmuszszal kékre festve, a harmadik ugyanezen sóval van itatva, de curcumával sárgára festve. Az első a *T* platinadrót révén az elektromozó géppel, az utolsó egy másik *T'* drót révén a földdel közlekedik, a két köztérbe pedig az *s* és *s'* platina-ívecskék vannak helyezve.

Midőn az elektromosság ezen lánczon végig fut, a *T* drót vége körül ibolyaszínű folt tünik elő, mely a szabaddá vált

jódtól származik; a második szeletke p pontjában a lakmusz megvörösödik a kénsav hatása miatt, és a harmadik szeletke n pontjában a curcuma az ott keletkező káliumhidrát hatására megbarnul. Azokat a törvényeket, melyeknek az **elektrolizis**



672. ábra. A kisütés chemiai hatása.

eme fontos tüneménye, vagyis a vegyületeknek az elektromos árammal való chemiai szétbontása alá van vetve, később fogjuk tanulmányozni (L. Fejezet).

412. Ne hallgassuk el az **ozon fejlődését**; ez abban a sajátszerű szagban nyilvánul, mely a levegőben való kisütésekkel jár; ez a szag hasonló a foszforéhoz, a mint hogy ozon tényleg fejlődik is, ha nedves foszfordarabokat a levegőre teszünk ki. Az ozont nem tekinthetjük, mint régente, oxigén és nitrogén vegyületének, mert tiszta és száraz oxigénben átugró szikrákkal is előállítható.

A chemikusok úgy vélekednek, hogy az ozon az oxigénnek polimer módosulása, nevezetesen, hogy molekulája két atóm helyett háromból áll. Eme véleményt számos bizonyíték támogatja, de hiányzik az a közvetetlen bizonyíték (I, **473**), hogy az ozon sűrsége az oxigénéhez a 3 : 2 viszonyban van, mert eleddig az ozont csak nagyon higított állapotban sikerült előállítani.

Mindazonáltal csak kevés ozonnak kell a levegővel keveredve lennie, hogy a szag érezhető legyen, hogy a szövetek megfehéredjenek, hogy a légzőszervek ingereltessenek, hogy

mindazok az oxidáczió-tünemények jelentkezzenek, melyek oxigénes test jelenlétében levő chlórt jellemeznek.

Az ozon a forró víz mérsékletén megbomlik, s keletkezésének csak alacsony mérsékletek kedveznek; ennélfogva az olyan csendes kisütések, mint a minők a csúcsokból áramlanak ki (**361**), hatásosabbak a tulajdonképeni és igazi szikráknál.

Míg az ozon túlságos mennyisége veszélyes a lélekzésre nézve, addig némelyek szerint neki tulajdonítandó a levegő felélesztő hatása a buja növényzetű helyeken. Sőt az utóbbi időkben neki tulajdonították az ég azurkék színét is, nevezetesen azóta, hogy tapasztaltatott, hogy CAILLETET készülékében (I, **520**) az ozonosított oxigén a folyós állapottal együtt kék színt vesz fel, mi HAUTEFEUILLE és CHAPPUIS szerint —100°-on és 125 légköri nyomáson esik meg.

413. A szikra legnagyobb hosszát, vagyis azt a távolságot, a melyen a szikra egymáshoz lassan közelített két vezető között átugrik, **ütő távolságnak** nevezzük. A vezetők többnyire kicsiny gömbök, melyeket szigetelő nyelek tartanak, s a melyek egyike szilárdan áll, másika pedig mikrométer-csavarral (I, **65**) elmozdítható; az ekként összeállított műszert *szikramérő*nek nevezik.

A kisütő golyócskák dróttal vannak a különböző potencziálú két vezetőhöz, például több palaczkból álló telep fegyverzeteivel, vagy pedig az egyik a földhöz, a másik pedig az elektromozó géphez kapcsolva.

Az találtatott, hogy az ütőtávolság ama vezetők potencziálkülönbségén kívül, melyek között a kisütés történik, még a vezetők alakjától is függ; függ továbbá a gáztól, melyen keresztül a szikra átütött.

Ha közönséges levegőben dolgozva a kisérletek valamely sorában mindig ugyanazokat a golyócskákat használjuk, a szikra hossza gyorsabban nő, mint a potencziálkülönbség és úgy látszik, hogy igen nagy szikra létesítésére elegendő az 1 mm

hosszú szikrához megkivántató potencziálkülönbség 30-szorosa (MASCART), mely körülményre a villámok magyarázatában hivatkozhatunk, a nélkül, hogy a felhők között rettentő potencziálkülönbségeket kellene feltételeznünk (**395**).

HEYDWEILLER következő táblázata lehetővé teszi a V potencziál-különbség abszolut $C.$ $G.$ $S.$ értekének meghatározását, megmérvén 18° C. hőmérsékletü és 745 mm nyomású levegőben d cm ütőtávolságot, r cm sugarú fémgolyók között, feltéve, hogy a környezet részéről megosztásnak nem voltak alávetve.

$r = 2,5$		$r = 1,0$		$r = 0,5$		$r = 0,25$	
d	V	d	V	d	V	d	V
0.5	61,2	0.1	15,7	0,1	16,0	0,1	16,1
0,6	72 0	0.2	27.0	0,2	27,9	0,2	27,9
0.7	81,8	0.3	37.9	0,3	37.9	0,3	37,8
0 8	91,1	0,4	48.3	0,4	48,5	0,4	45,9
0,9	100,3	0 5	58,3	0,5	57,7	0,5	52,4
1,0	109.5	0 6	67,9	0.6	66.4	0,6	57,3
1,1	118,6	0.7	77,5	0,7	73,5	0,7	61,0
1,2	127.7	0.8	86.8	0,8	80,3	0,8	63,4
1,3	136.7	1.0	104.3	0,9	85,3	1,0	67,3
1.4	145,6	1,2	118,3	1,0	90,9	1,5	74,4
1.5	154,1	1.4	128.8	—	—	—	—
1,6	162,2	1,6	137,6	—	—	—	—

A V értéke 1 százalékkal emelendő, a nyomás minden 8 mm.-nyi növekedésére vagy a hőmérsékletnek 3°-kal való csökkenésére.

Igen tanulságos MASCARTnak alábbi táblázata is, mely 1 cm sugarú kisütő golyók között átütő szikrák méréséből vétetett.

A két golyó távolsága	Potencziálkülönbség C.G.S. egys.	Voltokban*
0,1 cm	16,1	4 830
0.5 «	56,3	16 890
1.0 «	84.7	25 410
1,5 «	97.8	29 340
2,0 «	104,5	31 350
3 «	124	37 200
5 «	153	45 900
10 «	187	56 100
15 «	206	61 800

* 1 volt $= \frac{1}{300}$ $C.G.S.$

414. A vezetők alakjának hatása a szikrára igen bonyolódott. Általánosságban mindössze csak annyit mondhatunk, hogy a szikra azon két pont között ugrik át, melyekben az elektromos sűrűség, tehát a feszültség (**355**) is, abszolut érték szerint a legnagyobb.

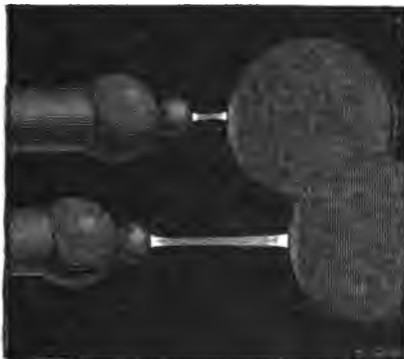
Ha a szikra két egyenlő gömb között ugrik át, minden ütő távolságnak megfelel egy bizonyos gömbátmérő, melyre nézve a potencziál-különbség a legnagyobb; és ez az átmérő annál kisebb, mentül rövidebb a szikra. Így például egy 1 mm hosszú szikra nagyobb potencziál-különbséget kiván meg, ha két gömböcske között keletkezik, mintha két sík között keletkezik; egy 10 mm hosszú szikrára nézve pedig az ellenkezőt tapasztaljuk (Baille).

A dolog még bonyolódottabb, ha a két vezető különböző. Ilyenkor az ütőtávolság még a kisütés irányától is függ; vagyis adott potencziál-különbség mellett a szerint változik, a mint az egyik vagy a másik vezető pozitiv vagy negativ. Ilyetén különbség mindig nagyon feltünővé válik, ha hegyes csúcsot koronggal állítunk szemközt; ekkor kicsiny potencziál-különbségek mellett az ütő távolság nagyobb, ha a csúcs negativ, s az ellenkező áll nagy potencziál-különbségek mellett.

Eme sajátszerűségeket még nem tudjuk megmagyarázni; az elektromos kisütés különben is olyan bonyolódott tünemény, hogy merészség volna, ha tanulmányozásához csak úgy rövidesen fognánk hozzá.

415. Az első bonyodalom abban áll, hogy a fémfelület kis érdessége, egy kevés por, kis oxidréteg, a kisütő felületén összesűrített levegőréteg (I, **222**), mind megannyi ok, mely az egymást követő szikrákat megváltoztatja. A levegőben uszkáló por meg azt okozza, hogy a szikra egyenes, (673. ábra) ha rövid, és törött, ha hosszabb; még nagyobb ütő távolság esetében a szikra elágazik (674. ábra), sőt bojt-alakot (675. ábra a 406. lapon) vesz fel.

Második bonyodalom ím ez: Kicsiny potencziál-különbségek esetében, vagyis csekély elektromos feszültségekkel csakis a levegő jut izzásba, míg erős feszültségekkel a fémrészecskék is izzanak, miként a spektroszkóp (216) igazolja. De adott



673. ábra. Egyenes szikra.

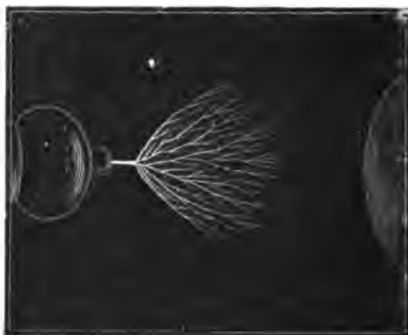
feszültség mellett hatással van még a kisülésben részes elektromosság mennyisége is, mit kimutathatunk a HOLTZ-féle géppel, ha sarkait változatlan távolságban hagyva, sűrítővel és a



674. ábra. Elágazó szikra.

nélkül ugratjuk át a szikrákat: az első esetben (373) fehérek, az utóbbiban violaszínűek.

A harmadik bonyodalom abban rejlik, hogy a szikra, mely annyira rövid tartamú, hogy első megtekintésre pillanatnyi tüneménynek látszik, számos tünemény sorára bontható szét. Lássuk legalább vázlatosan ezt a szikra-elemzést.



675. ábra. Bojtalakú szikra.

416. Kössük össze valamely sűrítő két fegyverzetét a szikramérő **(413)** golyócskáival, melyek egymástól való távolsága kb. 1 cm legyen. Az elektromozó gépből a sűrítővel annyi elektromosságot közölhetünk, hogy a szikra ezt a távolságot átugorja. De midőn a szikra átugrott, a sűrítő még korántsem tér vissza a természetes állapotba, hanem bizonyos **maradéktöltés** van még benne. Ha ugyanis a mozgékony golyócskát a csavarral előretoljuk, egy második szikrát fogunk látni, melynek hossza az első szikra hosszának mintegy $^2/_{13}$ részét teszi (Riess); látunk azután egy még kisebbet, azaz mintegy $(^2/_{13})^2$ hosszút, stb. Ha tehát a kisütést a közönséges módon végezzük, azaz a kisütőt **(376)** a sűrítő gombjáig közelítjük, mindezeknek a szikráknak egymásután kell keletkezniök.

417. De ez még nem minden: még az ütő távolságban keletkező első szikra sem egyszerű. Valóban, ha a szikrát olyan tükörben figyeljük meg, a mely a szikra hosszával párhuzamos tengely körül forog (I, **331**), nem a 673. ábrabeli tüzes vonalat fogjuk látni, hanem fényes szalagot fogunk látni, melynek hosszúságából, valamint a tükör forgásbeli sebességéből meghatározható a szikra tartama, mely az ütőtávolsággal és a sűrítő kapaczitásával növekszik.

A szalag képe a kisütő zárlathoz képest nagyon különböző. Ha a zárlatba üvegcsövekbe zárt vízoszlopok vannak közbeiktatva, a szalag nagyszámú fényes tranzverzális vonalból áll, melyek a kisülés kezdetén szorosabbak; ez esetben tehát a szikra számos részletes kisülésből van összetéve. Folyton (676. ábra)



676. ábra. Részletes kisülésből összetett szikra.

rövidülő vagy vastagodó folyadékoszlopokkal a kisülés tartama bizonyos minimumra száll alá, és a tükörben megfigyelt szalag folytonos ragyogás képét ölti; ezután a kisülés meglassul és a szalag számos tüzes nyelvre oszlik, hogy végre, midőn az egész zárlat rövid és vastag fémből való, a 677. ábra alakját öltse; egy fotografia után van másolva, melyet FEDDERSEN közvetetlenül felvett, és itt világosan kivehető, hogy a szikra igen sok részletes kisülésből áll, melyek váltakozva ellenkezőek, úgy, hogy **oszczilláló kisülést** létesítenek.



677. ábra. Oszczilláló kisülés.

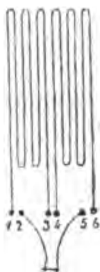
A szikrát még sokkal behatóbban is elemezték, mi azonban e rövid vázlatra is inkább csak azért szorítkoztunk, hogy a tüneménynek rendkívül bonyolódott voltát előtüntessük.

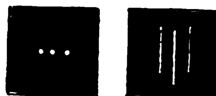
418. Még bonyolultabb a dolog, ha a kisütés zárlata több helyen meg van szakítva; ekkor mindegyiken egy-egy szikra ugrik át, és a többi között tapasztaltatott, hogy egy kicsiny meg-

szakítás hozzájárulása az ütő távolságot a helyett, hogy csökkentené, még inkább fokozza.

Szép a **szikracsövek** és **szikratáblák** fényjátéka; ezek úgy készülnek, hogy szigetelő lakkal üvegre ónpapiros-darabkákat vagy pedig fémszeletkéket ragasztunk, melyek több helyen meg vannak szakítva, hogy a szikrák sora révén rajzok keletkezzenek. Ez a kisérlet két szempontból tanulságos: először, mert megmagyarázza a villámokat alkotó elektromos kisüléseknek rendkívüli hosszát (**389**) oly módon, hogy ezeket a felhők között levő több szikra sorának tekinthetjük; másodszor mert fogalmat nyujt az elektromosság egyensúlybeli zavarának rohamos terjedéséről; nem vehető ugyanis észre semmi késedelem a sor első és utolsó szikrája között, bármily hosszú is ez a sor.

Pedig ilyetén késedelem tényleg van, és WHEATSTONE meg is mérte a következő módon. Golyócskák három párja (678. ábra) egy sorban volt elhelyezve: *2* és *5* egy telep fegyverzetei-





678. ábra. 679. ábra.
Az elektromosság terjedési sebességének meghatározása.

vel, *1* és *3*, valamint *4* és *6* közé 365 m hosszú rézdrót volt iktatva. A forgó tükörben megfigyelt három szikra három fényes vonal képét mutatta (679. ábra), melyek közül a középső a másik kettőhöz képest el volt tolódva. Ez azt mutatja, hogy az egyensúlybeli zavar egyidejüleg indult meg a két fegyverzetről, és a két dróton végig menve *3* és *4*-hez bizonyos késedelemmel érkezett, mely $\frac{1}{1152000}$ másodpercznek találtatott, úgy, hogy az

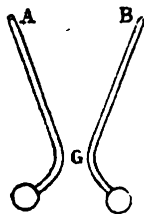
egyensúlybeli zavar másodperczenkénti 0,365 × 1152000 = 420000 kilométer sebességgel terjedt.

E sebesség meghatározására a sűrítők kisütésén kívül még más módszereket és más tüneményeket is felhasználtak, és a nyert számok egymástól nagyon eltérők. Így például a sebesség (másodperczenkénti kilométerekben) levegőben kifeszített rézdrótban 260000 (FELICI) és 180000 (FIZEAU és GOUNELL); szintén levegőben kifeszített vasdrótban 100000 (FIZEAU és GOUNELL), 45600 (MITCHELL) és 30000 (WALKER); guttaperchával burkolt és a tengerbe vagy a talajba sülyesztett rézdrótban 4300 (greenwichi és brüsszeli csillagászok) és 1200 (FARADAY). — A számoknak ez az eltérése nem a megfigyelések fogyatékosságából származik, hanem sok más körülményből, melyek a tüneményt bonyolítják, így például a vezető drót többé-kevésbbé tökéletes elszigetelésétől és még inkább más tárgyak közellététől, melyek a drót kapaczitását öregbítik, úgy, hogy valóságos sűrítőt alkotnak, melynek megtöltése kisebb-nagyobb időt kíván meg. Az említett mérésekben tehát nem is lehet szó olyas valamely **terjedésbeli sebességről**, mely ugyanazon szabatossággal van definiálva, mint például a fény vagy a hang sebessége; sőt az elméletből az következik, hogy bizonyos távolság befutására ilyen körülmények között megkívántató idő nem magával a távolsággal, hanem ennek négyzetével arányos.

419. Ha a levegőt akár a légszivattyúval, akár állandó nyomás mellett való hevítéssel megritkítjuk, az ütő távolság növekszik, vagy, a mi egyre megy, adott hosszaságú szikra létesítésére kisebb potencziál-különbség is elegendő. Ez könnyen kimutatható, ha a szikramérő golyócskái alá megmelegített téglát teszünk; ugyanez magyarázza meg a következő kisérletet is.

Ha az *A* és *B* pálczikát (680. ábra) sűrítővel felszerelt (**375**) HOLTZ-gép sarkaival kötjük össze, az első szikrákat a *G* könyökben, a későbbieket pedig mindinkább magasabban fekvő

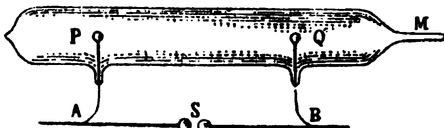
pontokban látjuk; mert az első kisütésektől megmelegített levegő felszáll és megkönnyíti az egymásra következő kisütéseket; végre azonban a pálczikák közötti távolság túlságos nagygyá válik még az ekként megritkított levegőre nézve is, és a kisülés a *G* könyöknél újra kezdődik.



680. ábra. A kisütő szikrák helye.

Azt kell tehát következtetnünk, hogy az első szikra, mely két golyócska között átugrik, az ő melegével ugyanezen a módon megkönnyíti az egymást követő kisüléseket; és mivel minden egyes szikra magában is összetett (**417**), látjuk, hogy a melegítő hatás miatt valamely sűrítő maradék-töltésének (**416**) gyengülnie s ennélfogva a tüneménynek mindinkább bonyolódnia kell (**415**).

420. Hogy megmutassuk, hogy mily hatással van a levegő sűrűsége az ütő távolságra, a kisütő zárlatot *A* és *B*-ben (681. ábra) szétágaztatjuk, úgy, hogy a kisütésnek két út kínálkozik: az egyik a szikramérő *S* golyócskái között, a másik a



681. ábra. A levegő hatása az ütő távolságra.

P és *Q* golyócskák között, melyek egy tágas üvegcsőbe vannak zárva, mely az *M* csövecske révén a légszivattyúval közlekedik. A szikra ott fog átugrani, hol kisebb feszültség kívántatik meg, vagy a mint mondani szokás, a kisebb ellenállású útat fogja választani.

Abban a mértékben, melyben a levegő ritkul, az *S* gömböcskéket mindinkább közelíthetjük egymáshoz, a nélkül, hogy a cső megszünnék a kisülés miatt világos maradni. Később még foglalkozni fogunk a csőbeli világosságnak eme nagyon válto-

zatos jelenségeivel. Mindazonáltal már itt határozottan ki kell emelnünk, hogy a midőn a csőbeli levegőnek nyomása már csak néhány milliméternyi higanyoszlop (I, **219**), a töltés inkább a *P* és *Q* golyók között megy át, még ha 1 méternyire is vannak egymástól, minthogy *S*-ben 1 czentiméternyi közönséges nyomású levegőn törjön keresztül. De az elektromos ellenállás a levegő sűrűségével nem csökken határtalanul, mert az 1 mm-nél csekélyebb ritkításokban, minőket a higanyos légszivattyúval kaphatunk (I, **244**, **258**), már növekedőben van; és készíthetők annyira légritkított csövek is, hogy a szikra, a helyett, hogy bennük 0,5 mm-nyire levő platinacsúcsok között ugranék át, inkább a légköri levegőben néhány czentiméternyire levő szikrák között ugrik át.

Ez a kisérlet arra a feltevésre vezetett, hogy az abszolut űrön (I, **245**) az elektromosság nem hatol át; de ha arra a kellőképen még nem tanulmányozott hatásra gondolunk, mely a cső üvegéből indulhat ki, valamint egyéb körülményekre: némi kétség merül fel emez igen fontos dedukczióval szemben, mely szerint az égi terek között semmi elektromosságbeli kicserélődés nem eshetnék meg, és a Földnek, a Napnak, vagy bármely égi testnek állandó mennyiségű elektromossággal (**328**) kellene rendelkeznie mindaddig, míg az őt alkotó anyagmennyiséget változások nem érik.

421. Árambevezető drótokkal, az ú. n. elektródokkal felszerelt két csővel és a 681. ábrabelihez hasonló berendezéssel eldönthető, hogy egyazon körülmények között levő két légnemű közül melyik fejt ki nagyobb ellenállást a kisüléssel szemben. Ekként bizonyos különbségek állapíthatók meg; így például azt találjuk, hogy a hidrogén kisebbet fejt ki, mint a többi.

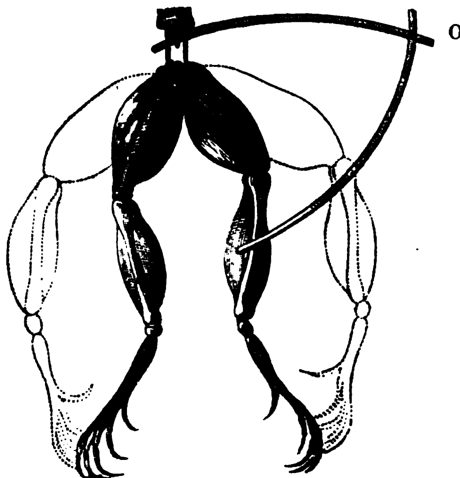
Ilyen módon még a folyadékokbeli ütőtávolság (**399**) is összehasonlíttatott a levegőbelivel s ekként meghatározták azt az adatot, mely folyadékoknak a levegőéhez viszonyított *elektromos szívóssága* névvel jelölhető meg. Terpentinre ez az adat 15, a kereskedésbeli alkoholra 8 (Masson).

XLIII. FEJEZET.

OSZLOPOK.

422. Szóljunk végre az elektromos oszlop feltalálásáról. Tudva van, hogy Volta a Galvani-féle béka-kísérletnek tanulmányozása és megvitatása révén jutott reá.

E kísérletet könnyen ismételhetjük, ha egy nem rég megölt békának alsó felét megnyúzzuk, üveglapra helyezzük és ezután egy fémből való ív egyik végét (682. ábra) az ágyékidegek két nyalábjába szúrjuk, másik végével pedig az egyik czomb izmait érintjük. Ha az ív *O*-ban összekapcsolt



682. ábra. Békaizmok összehúzódása.

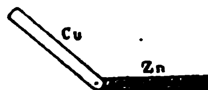
két különböző fémből, például czinkből és rézből áll, a czomb minden érintésre megrándul. Galvani, ki ezt a tüneményt a leydeni palaczkok előidézte megránduláshoz hasonlította, fel-

tételezte, hogy az ideg és a czomb *állati elektromosság*gal megtöltött sűrítőt alkot és hogy a fémes ív pusztán kisütőként szerepel.

De VOLTA, ki észrevette, hogy a kísérlet csak két különböző fémből való ívvel sikerül jól, úgy vélekedett, hogy két különböző fém érintkezésekor valamelyes erő jelentkezik, mely e fémeket ellenkező nevűleg elektromozza, és hogy a fiziológiai hatás az ekként fejlesztett elektromosságnak a szerves szövetekbe való átmenetéből származik. Eme felfogásának támogatására sűrítős elektroszkópjához **(381)** folyamodott.

423. Nem terjeszthetjük elő VOLTA kisérletezéseinek sorát, sem pedig GALVANI-val való hosszú, igen érdekes és dicsőséges vitáját. Csak legfontosabb kisérleteire fogunk szorítkozni.

Első kísérlet. — Vegyünk egy *Cu* rézlemezt (683. ábra) és egyik végéhez forraszszunk egy hasonló czinklemezt. A czinket kezünkben tartva, érintsük a rezet az elektroszkóp alsó lapjához, mely rézből van; másik kezünkkel pedig tartsuk a felső lapot a földdel való összeköttetésben; szóval járjunk el úgy, mintha a forrasztáshely elektromozó-gép volna, melylyel a sűrítőt meg kellene tölteni.



683. ábra.
Első kisérlet.

Az aranylemezek nem válnak szét, mert az elektromozó gépünk előidézte potencziál-különbség igen csekély. De ha az alsó lappal való érintkezést megszakítjuk s ezután felemeljük a felső lapot, a lemezek szétugranak **(380)**, és kimutathatjuk **(312)**, hogy negativ elektromossággal vannak töltve.

Az **elektromindító erő**, vagyis az ok, mely az egymással érintkeztető két fémet megelektromozza, olyan természetű, hogy a pozitiv elektromosságot a rézről a czinkre, s innét a kézen át a földbe hajtja és ez mindaddig hat, míg a két fém között bizonyos potencziál-különbség nem jön létre; úgy, hogy a földbe átmenő elektromosság-mennyiség arányos az érintett vezető elektromos

kapaczitásával, mely vezető elegendő negativ töltéssel marad ellátva arra nézve, hogy e töltés őt kellő magasságú potencziálra emelje, midőn a kapaczitása csökken.

424. *Második kísérlet.* — Ismételjük ugyanezeket a műveleteket, de most tartsuk kezünkben a rézlemezt és a rézlapot érintsük a czinkkel. Az aranylemezek ez esetben mindig veszteg maradnak! Ennek magyarázatára VOLTÁ-val megjegyezzük, hogy a czinklemez két egyenlő és egymással ellentétes hatású, tehát egymást lerontó elektromindító erőnek van kitéve.

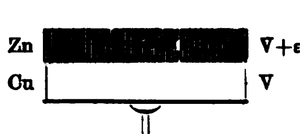
425. *Harmadik kísérlet.* — Ha azt akarjuk, hogy az alsó lap pozitiv töltést nyerjen, kell, hogy a czink ne érintse közvetetlenül, hogy ez az érintkezés az ellenkező elektromindító erőt ne ébreszsze, hanem azért mégis megkívántatik, hogy vele valamely vezető révén közlekedjék, hogy a pozitiv elektromosság reája átmehessen. A czink és az alsó lap közé tehát egy vezető testet kell közbetenni, mely azonban nem *elektromótor*, azaz olyan, hogy az egyik vagy a másik fémet érintvén, nem gerjeszt olyan intenzitású elektromindító erőt, mely a két forrasztás helyén székelő erőhöz fogható volna.

VOLTA észrevette, hogy a folyós vezetők, mint a víz, a sóoldatok vagy higított savak eme tulajdonsággal fel vannak ruházva, és a testeket két csoportba osztotta: *első osztályú vezetők*re vagy *tökéletes elektromindítók*ra, minők a fémek és *másod osztályú vezetők*re, avagy *tökéletlen elektromindítók*ra, minő a víz.

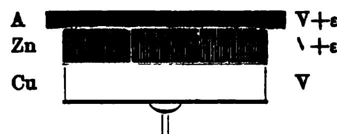
Valóban, ha a czink végét savanyított vízzel áztatott papirosba vagy vászonba takarjuk és a kettős-lemez rezét kezeinkben tartva, az alsó lapot a nedves papirossal érintjük: megtölthetjük a sűrítőt és a felső lap felemelése után az aranylemezek pozitiv töltés hatására ugranak szét.

426. Ezt előre bocsátva, vegyünk rézkorongokat, czinkkorongokat és valamely sóoldattal itatott posztókarikákat. He-

lyezzünk egy ilyen rézkorongot *Cu*, (684. ábra) egy szigetelő tartóra s tegyünk rá egy czinkkorongot: a réz a mondottak (**423**) szerint negativ, a czink pedig pozitiv elektromos állapotba jut. Az elektromindító erőnek az a hatása van, hogy e két test között állandó potencziál-különbséget tart fenn, de azért az elektromosság nem szünik meg érintkező helyükön is átmenni, úgy, hogy bármi módon megelektromozhatjuk az egész rendszert, a földdel összeköthetjük a korongok egyikét vagy másikát, és ily módon megváltoztathatjuk mindegyikükön a potencziált; de a czinken mindenkor nagyobb fog lenni az értéke, mint a rézen és *a két potencziál különbsége mindig állandó marad, független a fémek alakjától és érintkezésük terjedelmétől és a két fém közötti elektromindító erő mértékeül szolgál.**



684. ábra.
Czink és rézkorong.



685. ábra.
Czink-, rézkorong és nedves lap.

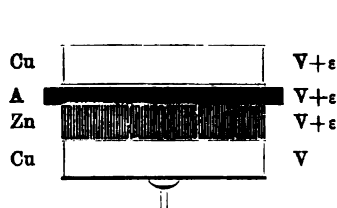
Borítsunk most a czinkre egy nedves karikát (*A*, 685. ábra). E két test közötti érintkezésben az elektromotoros erő Volta szerint, igen gyenge, és mi egyelőre egészen elhanyagoljuk és felteszszük, hogy a másodrendű vezető ugyanazon a potencziálon van, mint az alatta levő czink.

Ugyanez fog állani egy rézkorongról, melyet a posztókarikára teszünk (686. ábra); ezen is a potencziálnak ugyanaz az értéke, és a közte és az első réz között levő potencziálkülönbség egyenlő az első érintkezés elektromotoros erejétől származóval. Ha tehát ε-nal jelöljük a potencziál-különb-

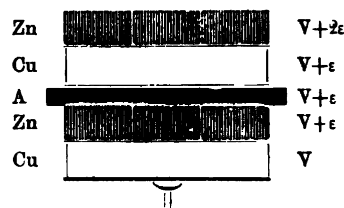
* Jól megjegyzendő, hogy az elektromindító erő nem homogén mennyiség az elektromos erővel (**338**) s általában a Newton-tól a tömegek mozgásának okául definiált (I, **68**, második törvény) erővel.

séget, mely az elektromotoros erőt méri, és ha az első rézen a potencziál V, úgy a másodikon $V+\varepsilon$.

De ha a rézre egy második czinket (687. ábra) teszünk, új, az előbbenivel egyenlő elektromotoros erő járul hozzá, úgy, hogy az utóbbi czink és az alatta levő réz között ugyanaz az ε potencziál-különbség van, és a kétszeres, vagyis 2ε potencziál-különbség keletkezik ugyanezen czink és az első réz között.



686. ábra.
Rézkorong posztókarikán.



687. ábra.
Két czink és egy rézlemez.

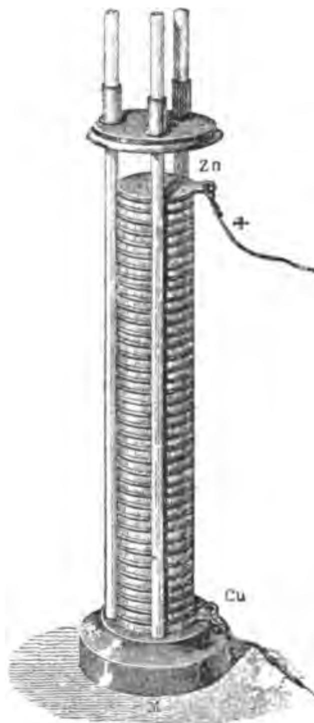
Ha ezen a módon folytatjuk az *oszlop* összeállítását rézből, czinkből és posztókarikákból, az alapja és a teteje közötti potencziál-különbséget tetszés szerint fokozhatjuk; nevezetesen a czink és réz közötti n érintkezésből, vagy mint mondani szokás, n *Volta-féle pár*ból származó elektromindító erő n-szerese a csak egy érintkezésből származónak.

427. Hogy az érintkezés tökéletesebb legyen, és hogy a felületek oxidácziója megakadályoztassék, Volta a réz- és a czinkkorongot egymáshoz forrasztotta, miután már kimutatta volt, hogy az ón-forrasztás nem módosítja a párok potencziál-különbségét. Ezután az oszlopot három üvegrúd közé szigetelő alapra helyezte, miként a 688. ábrában látható.

Az oszlop végeit **sarkok**nak nevezzük: pozitiv vagy negativ sarknak a szerint, a mint az illető végén, midőn a másik vég a földdel közlekedik, pozitiv vagy negativ elektromosság jelentkezik; az ábrában a pozitiv sark az oszlop tetején, a negativ az alapján van.

Az *oszlop* **elektromindító erejét** *a két sarkán létesülő potencziálok különbsége méri,* midőn a két sark vezetővel öszszekapcsolva nincs. Tehát független e potencziálok abszolut értékétől **(426)** és ha az oszlop *n* párból van összerakva, *n*-szer akkora, mint csak egy páré.

428. Azonban bármekkora számmal vannak is az oszlop párjai, sohasem sikerül a sarkai között olyan potencziál-különbségeket létesítenünk, melyek a dörzsöléstől származókhoz fogthatók volnának. Csak azt említjük fel, hogy az eddigelé szerkesztett leghatalmasabb oszlopnak a Warren de la Rue 3420 elemből álló oszlopának ütőtávolsága alig rúgott 1,5 mm-re. Ebből a szempontból tehát az oszlop a leggyengébb elektromozó-gépnek is alatta áll.

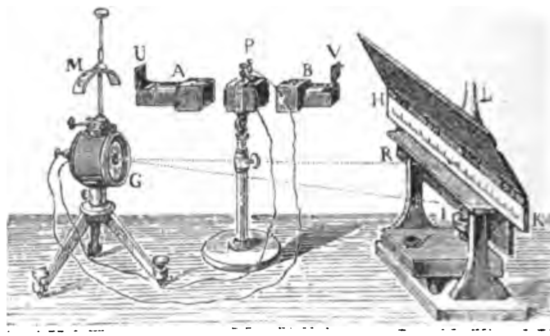


688. ábra. Volta-féle oszlop.

E helyett azonban olyan más hatásokat létesít, melyek az emberi szellem legbámulatosabb találmányai közé sorozzák. Ha a sarkokhoz két fémdrótot, **áramvezetők**et kapcsolunk és ezeket akár közvetetlenül, akár egy másik vezető közvetítésével egymással összekötjük: az utóbbinak természetéhez képest fiziológiai, hő-, fény-, chemiai vagy mágnesi hatásokat nyerünk, melyek az elektromosság folytonos áramlásának vagyis az **elektromos áramnak (366)** köszönhetők.

429. Mindeme tüneményeket egyenként fogjuk tanulmányozni, s mostantól fogva jó hasznát fogjuk venni az áram egy

olyan hatásának, melyet mindenkor felhasználhatunk annak eldöntésére, vajjon kering-e valamely vezetőben elektromosság vagy nem. Vegyünk egy galvanométert, hasonlót ahhoz, melylyel a sugárzó energia hatásait figyeltük meg (2), és a helyett, hogy két rézdrótjának végeit a *P* hő-elektromos oszloppal kötnők össze, (miként a 689. ábra mutatja), az egyikhez erősítünk egy czinklemezt, mely savanyított vízzel nedvesített posztóval van fedve, a másikhoz pedig egy rézlemezt. Jegyezzük meg a láng képének helyét a *H* skálán, midőn a vezeték nyitva van: abban a pillanatban, melyben a nedves posztót a rézzel érintjük, kitérést fogunk megfigyelni. Ez a kitérés jobbra vagy balra járó, a szerint, a mint a czinket az egyik vagy a másik galvanométer-dróthoz kapcsoljuk és fokozódik, ha a zárlatba egy VOLTA-féle pár helyett, miként eddig tettük, az elsőhöz hasonló két, három, stb. párt iktatunk.



689. ábra. Galvanométer.

430. Ugyanezen eszközzel kimutathatjuk, hogy áram, vagyis az elektromosságnak folytonos átvitele létrejön abban a fémdrótban is, mely működésben levő dörzsölve elektromozó gép *két sarkát* (a párnákat és a gyüjtőt) köti össze. Ha ugyanis a gép pozitiv sarkként szereplő szigetelt gyüjtőt össze-

kapcsoljuk a galvanométer drótjának azzal a végével, mely az előbb a rezet érintette, a párnákhoz, vagyis a negativ sarkhoz pedig azt a drótvéget kapcsoljuk, mely a czinket érintette, azt tapasztaljuk, hogy a galvanométer ugyanazon oldalra tér ki, mint az előbb, bár sokkal kisebb mértékben.

Ez esetben az áram igen gyenge, mindamellett, hogy az elektromindító erő hasonlíthatatlanul nagyobb (**428**) valamely oszlopénál.

De azért nem kell azt hinnünk, hogy az egyik vagy a másik esetben szereplő elektromosság különböző, vagy különböző tulajdonságokkal van felruházva: határozottan elvetendő a statikai, vagyis a gépek elektromossága, és a dinamikai, t. i. az oszlopok elektromossága közötti megkülönböztetés, melyet némelyek ez idő szerint még fenntartanak. Az elektromosság mindenkor ugyanaz, hatásainak változatossága azon különböző körülményeknek tulajdonítandó, melyek között van; épen úgy, a mint a víz is mindig ugyanaz, akár méltóságosan hömpölyögjön valamely folyam medrében, akár valamely erős nyomás miatt küzdelmesen törje magát keresztül a repedéseken.

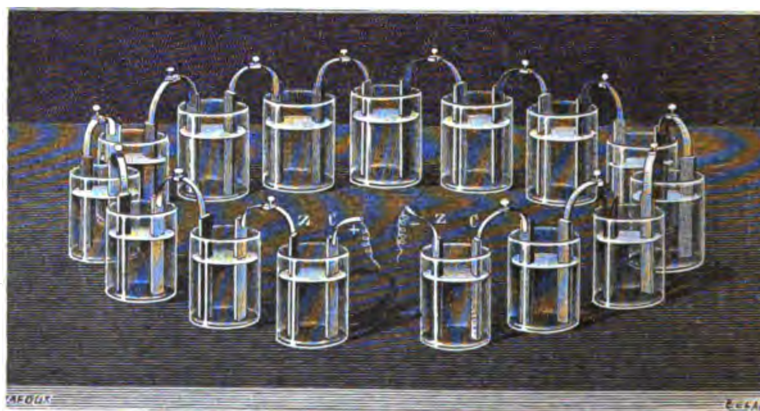
Az oszlopok árama nevezetesebb hatásokat létesít, mert jóllehet, hogy csekély potencziál-különbségektől származik, igen nagy mennyiségű elektromosság kering benne.

431. Volta különbözőképen rendezte be nagybecsű készülékét; a 690. ábrabeli berendezést **Volta-féle láncz**nak nevezzük. Ez több pohárból áll, melyekben higított kénsav van és a melyek czinkréz ívekkel akként közlekednek egymással, hogy mindegyik pohárba két egymásra következő ív különnemű végei merülnek. Mind a két áramvezető (**428**) rézdrót.

A baloldali drót vége a pozitiv sark még akkor is, midőn az utolsó fém egészen rézből van, mert a czink pozitiv elektromossága a folyadékon át egyszerűen a rézre áramlik (**426**); a jobboldali drótvég pedig a negativ sark.

Ha a két áramvezetőt összekapcsoljuk, létrejön az áram.

Az **áram iránya**, ismételve **(375)** megjegyezzük, nem határozható meg; de a miként kényelem kedvéért feltettük, hogy a pozitiv elektromozás az elektromosság fölöslegének felel meg, épen úgy fel fogjuk tenni, hogy az áram a magasabb potencziálú pontoktól az alacsonyabb potencziálúak felé megy, hogy



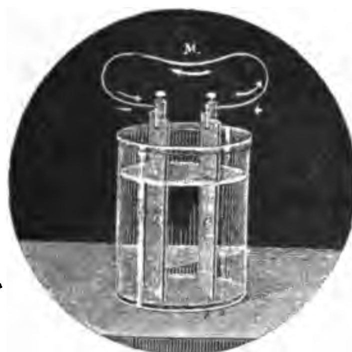
690. ábra. Volta-féle lánez.

tehát a sarkok közé iktatott vezetőt a pozitiv sarktól a negativ felé futja át, és hogy az oszlop vagy láncz belsejében az ott működő elektromotoros erő hatására a negativ sarktól a pozitiv felé menve fejezi be körfutását.

Ez puszta megállapodás dolga, melyhez azonban következetesen ragaszkodunk.

432. Vegyünk ki a lánczból egy poharat, minőt a 691. ábrán látni, hol is a rézlemez *C*-vel, a czinklemez pedig *Z*-vel van jelölve; a lemezekhez réz áramvezetők vannak forrasztva. Ezeken a potencziál állandó különbséget mutat, mely a párnak elektromotoros erejét méri. VOLTA úgy vélekedett, hogy az **elektromindító erő székhelye** főképen a czink és a réz összekötő pontjában, vagyis a *Z* pontban van. De voltak sokan, élükön FABRONI-val, kik nem járultak ehhez a magyarázathoz és

azt állították, hogy az elektromindító erő igazi székhelye a fémeknek a másodrendű vezetőkhöz való érintkezése helyén van; hogy az elektromos tünemények chemiai tüneményeknek folyományai; hogy az elektromindító erő annál nagyobb, mentül könnyebben támadja meg a sav a fémet; hogy ez utóbbi a chemiai folyamat révén mindig negativ elektromossá, a sav



691. ábra. Volta-féle elem.

pedig pozitiv elektromossá válik, és hogy az áramvezetőkön való potencziál-különbség azon elektromindító erők különbségéből származik, melyeket a sav chemiai hatása a rézen és a czinken gerjeszt. Ha a két lemeznek chemiai rokonsága a folyadékhoz egyenlő volna, ez a potencziál-különbség megszűnnék nyilvánulni.

433. Az oszlopnak eme **chemiai elmélete** is jól megmagyarázza Volta alapkísérleteit **(423)** és hívei olyan ügyesen védelmezték, hogy sok időn át egészen leszorította az **érintkezési elméletet**.

A chemiai elmélet jól értelmezi az alapkísérleteket.

1. Midőn ugyanis a czinket kézben tartjuk **(423)**, hogy az elektroszkóp gyüjtő-lapját megtöltsük, kell, hogy az ujjak nedvesek legyenek és pedig Volta szerint azért, hogy jól vezesse-

nek a földbe; de ekkor az ujjak nedvessége chemiailag hat a czinkre, mely negativ elektromos állapotot vesz fel és ezt a rézen át átszármaztatja a gyüjtő-lapra.

2. Midőn ujjaink között a rezet tartjuk (**424**), a gyüjtő-lap töltést nem vesz fel, mert a kéz nedvessége alig támadja meg a rezet; de ha a kéz nedvessége helyett salétromsavat használunk, az elektroszkópon megfigyelhetjük, hogy ez a fém is, meg lévén támadva, negativvá válik.

3. A nedves vezetőnek a czink és a gyüjtő-lap közé való tétele (**425**) Volta szerint, szükséges feltétel arra, hogy a czink pozitiv elektromossága ellenhatás nélkül a gyüjtő-lapra mehessen át; de az ellenkező nézetben levők azt mondják, hogy a czinknek a folyadékra való chemiai hatása a folyadékot pozitiv elektromos állapotba helyezi, mely aztán átmegy a gyüjtő-lapra.

434. Eddig a két elmélet egyenlő joggal állhat meg, mert az a csekély negativ elektromozás, melyet a réz és a salétromsav közötti érintkezés létesít, nem tekinthető Volta nézeteivel ellentétben levőnek, ki nem tagadta, hogy az ő másodrendű vezetői szintén elektromótorok, hanem csak annyit mondott, hogy tökéletlen (**422**), vagyis a fémeknél jóval gyengébb elektromótorok.

De ime két kisérlet a végrehajtott sok kisérlet közül, melyekből kiderül, hogy két fém puszta érintkezésekor elektromindító erő jelenik meg, és hogy ennek hatása is van.

Első kisérlet. — Egy sűrítős elektroszkóp alsó lapja rézből, felső lapja pedig czinkből való; mind a kettőnek belső felülete jól be van lakkozva, de a külső felületek csupaszok és nagyon tiszták. Jól lesimított rézkorongot s ugyanilyen czinkkorongot, szigetelő nyeleikkel tartva, egymáshoz szorítunk, ezután szétveszszük őket és a rézkoronggal az elektroszkóp rézlapját, a czinkkoronggal pedig a czinklapot érintjük. Ezt a műveletet néhányszor ismételvén, felemeljük a sűrítő-lapot, és az aranylemezek negativ elektromosságot árulnak el.

Második kísérlet. — Egy elektrométer (**386**) szemközt fekvő két quadránsa vasból való és egymással vasdróttal van összekötve; a másik kettő rézből való. A pozitiv elektromossággal töltött tű nyugalmi állapotban marad, ha a két quadranspár egymással nincs összeköttetésben; de a réz felé tér el, a mint a párok között fémes összeköttetést létesítünk. Ha pedig negativ elektromossággal van töltve, a vas felé tér el.

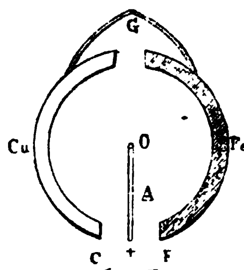
Bebizonyítottnak tekinthető tehát, hogy a midőn vas és réz egymással érintkezik, körülöttük elektromos tér támad, melyben a vashoz közelebb eső pontokban a potencziál magasabb (**344**), mert a pozitiv töltésű tű a réz felé igyekszik elmozdulni.

435. De ezzel még nincs az mondva, hogy a puszta érintkezés az elektromozásnak hatást előidéző oka. Sőt az utóbbi kisérletnek ezen mű szerzőjétől származó módosítása ezt tagadni látszik.

Akként ismételve a kisérletet, hogy a quadránsok két párja kén-hidrogén atmoszférába legyen merítve, a pozitiv elektromos tű a vas felé közeledik a helyett, hogy a rézhez közelednék, miként ezt a levegőben tette; azt kell tehát következtetnünk, hogy elegendő a környező gázt felcserélni, hogy necsak az elektromos tér intenzitása megváltozzék, hanem még az ott működő elektromos erő is ellenkezőre változzék.

436. Lássuk, vajjon sikerül-e eme tünemény alapos értelmezése a nélkül, hogy már eleve valamely nézet felé hajolnánk. Az *OA* tű (692. ábra) *O* pont körül foroghat, pozitiv elektromossággal van töltve, és a *Cu* réz- és *Fe* vas ív között áll, mely ívek *G*-ben érintkeznek. A levegőben a tűnek *A* vége *C* felé mozdul el, mi azt mondja, hogy az elektromos potencziálnak az *F C* köztérben különböző értékei vannak, nevezetesen, hogy *F*-től *C*-felé apad. A kérdés tulajdonképen annak eldöntése körül forog, vajjon a potencziálnak egyazon értéke van-e a két fémből álló vezetőnek minden pontjában, miként bizvást feltehettük a megelőző fejezetekben, hol is oly nagy

potencziál-különbségekkel volt dolgunk, hogy hozzájok képest elhanyagolhatók voltak az olyanok, minőkkel most foglalkozunk. Egyazon értéke van-e vagy nincs a potencziálnak a vason és a rézen, melyek *G*-ben érintkeznek? Ha bizonyosak volnánk abban, hogy a környező levegőnek semmi hatása nincs, nemmel kellene felelnünk, és kétségtelenül az érintkezési elmélet volna az igazi. A potencziálnak állandó értéke volna a réz valamennyi pontjában; de egy másik állandó értéke volna a vas pontjaiban, és hirtelen átmenne az egyik értékről a másikra a *G* érintkezési felületen, hol is az elektromindító erő működnék. VOLTA állításai mindenben szigorúak volnának.



692. ábra. Törvények igazolás

De mi sem bizonyítja, hogy a környező dielektrikum nem volna hatásos, sőt a kénhidrogénnal tett kísérlet (**435**) az ellenkezőt látszik bizonyítani.

Tudjuk azonban, hogy minden szilárd testnek felülete légnemű testek igen vékony sűrített rétegével van borítva, hogy megvan a saját, a környezőnél sűrűbb és általában véve más természetű atmoszférája (I, **272**), minélfogva a vasat és a rezet úgy kell tekintenünk, mintha egy más anyaggal — hogy így mondjuk — lakkozva, vagy bevonva volna. Ki biztosít bennünket, hogy emez atmoszférának az alatta levő fémmel való érintkezésében nincs elektromindító erő? Tehát legalább is három érintkezést kell figyelembe venni és nem csupán a *G*-ben levő kapcsolatot. A potencziál igen könnyen tehet hirtelen ugrást ezen három elválasztó felület mindegyikén.

Ha azután azt az esetet tekintjük, melyben a környező közeg kénhidrogén, a dolog még bonyolódottabbá válik, mert a két fém szulfid-réteggel vonódik be, és a különböző testeket elválasztó felületek száma legalább is ötre rúg.

437. Vajjon minden érintkezéskor keletkezik az elektrom-

inditó erő, vagy csak egynémelyikben? E kérdésre határozott feleletet még nem adhatunk, bár VOLTA korától napjainkig számos, nagyon beható és sokoldalú ide vágó tanulmány tétetett. Mindössze is csak annyit mondhatunk, hogy:

1. *Bárminő vezető testekből alkotott sor végein a potencziál-különbség egyes-egyedül a vezetők természetétől függ, és független sorakozásuk rendjétől, alakjuktól, érintkező felületük terjedelmétől, stb.*

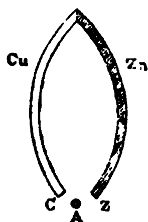
2. *Ha a lánczolatban csakis első rendű vezetők vannak, a potencziál-különbség a szélső két fém végei között ugyanakkora, mint volna, ha ez a két fém közvetlenül érintkeznék egymással.* (A 692. ábrabeli tű kitérése változatlan marad, ha *G*-ben akárhány egymással érintkező fémet iktatunk közbe).

E törvényeket már VOLTA mondotta ki, s miként ezeket, úgy a tőle megállapitott többi törvényt is a későbbi vizsgálatok, bármennyire javultak is a megfigyelés eszközei és a mérő műszerek, mindenkor beigazolták. Elméleti nézetei és értelmezései pedig még most is kiállják a logikai szigort, bármennyi más tényt fedeztek is fel és bármennyi más törvényt, élükön az energia megmaradása törvényével, állapitottak is meg azóta.

438. Épen eme törvénynek köszönhető, hogy sok éven át a chemiai elmélet volt az uralkodó, mert e törvény szerint képtelenség, hogy az elektromos áram, minden nyilvánulásával egyetemben, a puszta érintkezés eredménye volna; ugyanis a chemiai elmélet szerint az áram energiája nem egyéb az atómok helyzeti energiájának (I, **337**) átalakulásánál.

De azért az érintkezési elmélet még eme hatalmas ellenvetéssel szemben is helyt állhat. Ezt egy különös esetre vonatkozólag ki fogjuk mutatni. Tudva van, hogy a czink, midőn rézzel sárgarézzé ötvöződik, meleget fejleszt, s ebből következik, hogy a czink és a réz, midőn külön van, egymással szemben helyzeti energiával rendelkezik, hasonlóan ahhoz, melylyel a szén az oxigénnel szemben (I, **338**), vagy egy súlyos test a

földdel szemben rendelkezik. Ezt előre bocsátva, elfogadható az a feltevés, hogy eme két test érintkezésekor ennek a helyzeti energiának egy része elektromos energiává alakul át, létrehozván bizonyos potencziál-különbséget, mely valamely elektromozott testnek, például *C* és *Z* között (693. ábra) *A*-ban levő valamely testnek mozgását okozhatja.



693. ábra.
Réz-czink elem.

Bizonyos, hogy ily módon a *Cu* és *Zn*-ből alkotott elempárnak bármely fémmel való zárlatával, nem volna folytonos áram nyerhető, mely folytonos hőfejlesztéssel **(612)** járna, vagy folytonos mechanikai munkát végezhetne. VOLTA a tény megállapitására szoritkozott: feltalálta, hogy a *Zn* és *Cu* közé szükségképen egy másodrendű vezetőt kell közbeiktatni; de az ő idejében a tudomány még nem haladt annyira, hogy ennek igazi okáról számot adhatott volna.

Ezt tekintve szerencsésebbek vagyunk. Előttünk világos, hogy a nedves vezetőnek nem az az egyedüli feladata, hogy a potencziálokat a két fémen kiegyenlitse és ily módon az elektromindító erőnek nyilvánulnia alkalmat adjon; hanem, hogy az a jóval fontosabb hivatása van, hogy az áram fenntartására megkívántató energiát szolgáltassa. Később **(633)** látni fogjuk, hogy az áram csupa fémből való zárlatban is fenállhat, és hogy ez esetben a hő szolgáltatja a megkívántató energiát.

439. Hogy azonban ezt az immár hosszúra nyúlt taglalást befejezzük, összefoglalólag szemközt állítjuk a két elméletet.

Érintkezési elmélet. — Ha két különböző fém között fémes kapcsolatot létesítünk, közöttük potencziál-különbség keletkezik; ha az ív végeit folyadékba mártjuk, a két új érintkezés ezt a különbséget kevéssé módosítja, de felvett új értéke azon ok, melynél fogva a chemiai folyamatok megkezdődnek. Ezek hatásuk közben azon vannak, hogy e különbséget megszüntessék; de a fémek érintkező helyén folyton működő elek-

tromotoros erő folytonosan helyre állítja (**426**), s ily módon az elektromosság áramlása keletkezik.

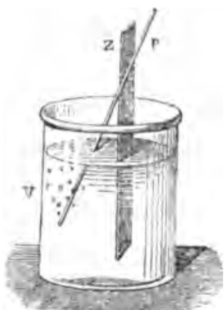
Ha a két fém a folyadékba merül a nélkül, hogy egymást érintené, chemiai hatásnak helye nincs; mert a potencziál-különbség, melynek e hatást meg kellene indítania, még nincs létrehozva.

Chemiai elmélet. — Ha két fémlemez folyadékba merül, a chemiai folyamat, még ha nem érintkeznek is, legott megkezdődik, létrehozván bizonyos potencziál-különbséget a folyadék és a fémek mindegyike között; de megszünik, a mint ez a különbség bizonyos értéket ért el, mely csakis a chemiai rokonságtól függ. A két fém különböző mértékben van megtámadva, és ennélfogva, bár mind a kettő a folyadékénál alacsonyabb potencziálon van, bizonyos potencziál-különbség van köztük és pedig magasabb potencziálon van a kevésbbé megtámadt fém. Ha tehát a folyadékon kívül dróttal köttetnek össze, a potencziál kiegyenlődni igyekszik és ennélfogva nem gátolja többé a chemiai hatást, mely létesülvén, a potencziált előbbeni értékére állítja vissza és az áram tovább tart, mígnem az erősebben megtámadható fém egészen fel nem oldódik.

440. Talán furcsán hangzik, hogy chemiai folyamat nem létesülhet a nyilt áramkörben, a mikor hát tudjuk, hogy higított kénsavba tett czinkdarabkák minden további feltétel nélkül czinkszulfáttá oldódnak fel; hisz' ez a legközönségesebb módja a hidrogénfejlesztésnek. De mártsunk csak a savba chemiailag tiszta czinkpálczát a kereskedésbeli helyett és ekkor nem fogjuk tapasztalni, hogy a czink a sav hidrogénjét helyettesítené; chemiai folyamatnak még akkor sem lesz helye, ha eme czink mellett még egy rézből, platinából vagy más fémből való drótot mártunk a folyadékba. De legott megindul, a mint a két fém között érintkezés létesül (694. ábra) és mindaddig tart, míg az áramkör zárva marad, miközben hidrogénbuborékokat fejleszt, de nem a *Z* czinken, sem pedig a folyadékban,

hanem a másik, rendszerint kevésbbé megtámadt P fémnek a folyadékba merült részén.

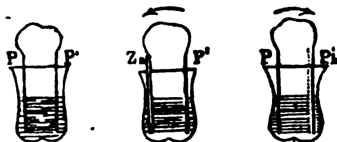
Hogy a kereskedésbeli czink magától oldódik a savban, ebből azt kell következtetnünk, hogy nem egynemű valamennyi pontjában, és hogy ennélfogva különböző fémek halmazatának tekinthető; valóban elégséges, hogy felületét amalgámozással egyneművé tegyük, hogy a tiszta czink módjára viselkedjék és egy őt érintő másik fém közreműködése nélkül a savtól ne támadtassék meg.



694. ábra. A chemiai folyamat megindulása.

Innét kitünik a telepekben használt czink amalgámozásának haszna; e nélkül haszontalanul fogyasztatnék el nyilt áramkörben is.

441. Vegyük elő ismét a galvanométert, miként a **429.** pontban. Mindegyik drótvéghez kapcsoljunk egy-egy igen tiszta platinalemezt, melyet előbb kiizzítottunk; mártsuk ezeket az azonos lemezeket megsavanyított vízbe (695. ábra): az áramnak semmi nyoma sincs **(424).** Most az egyik platina helyébe tegyünk amalgámozott czinket (696. ábra), és a galvanométer



695. ábra. 696. ábra. 697. ábra.
Áram keletkezése és a sarkítási áram.

ki fog térni; de ha az áramkört zárva hagyjuk, a kitérés fokozatosan kisebbedik, jeléül annak, hogy az áram gyengül.

Az **áram gyengülésének okai** különbözők: 1. A sav átalakul czinkszulfáttá és ennélfogva a rendelkezésre álló chemiai energia fogy. 2. A hidrogén rárakódik a platinára és így az

elektromosság szabad átmenetele elé akadályt gördít, vagy mint mondani szokás, növeli az áramkör *ellenállását*. 3. A platina bevonódik hidrogénnel, sőt valamennyit el is nyel belőle, s a miatt megváltozik az elektromindító erő.

Ez utóbbi könnyen kimutatható, ha a czink helyébe visszateszszük az előbb elvett platinát (693. ábra). Midőn az előbb vele zártuk az áramkört, a galvanométer semmi kitérést sem mutatott; most pedig van kitérés és pedig ellenkező irányú ahhoz képest, melyet a czinklemezzel kaptunk. Tehát az a platina, mely hidrogént nyelt el, szemben az előzetes izzítással megtisztított platinával úgy viselkedik, mint valamely fém, melyet a sáv megtámad: azt mondjuk, hogy *sarkítva* van és hogy **sarkítási áramot** ad, mely, miként látjuk, ellenkező irányú az első árammal, mely reá a hidrogént rakta. A sarkítás elektromindító ereje az oszlop zárása után azonnal keletkezik és az oszlop elektromindító erejével ellenkező, minélfogva annak áramát gyengíti.

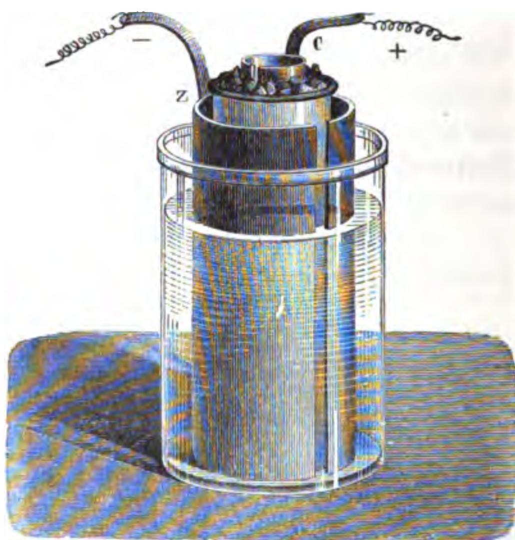
A gyengülés első oka sokkal lassabban érvényesül és a folyadék mennyiségének szaporításával, vagy ha áramnak igen hosszú ideig kell keringenie, megújításával tetemesen csökkenthető. A második ok, különösen pedig a harmadik, sokkal nyomósabb. Kiküszöbölésüknek nincs más módja, mint hogy megakadályozzuk a hidrogénnek a kevésbbé megtámadható fémre való lerakódását.

442. E végből találták fel a **kétfolyadékos elemeket**, melyek közül csak a nevezetesebbeknek leírására szorítkozunk.

A **Daniell-elemben** a két folyadék egyike hígított kénsav (1 súlyrész sav, 12 súlyrész vízre), másika pedig tömény rézgáliczoldat; az elsőbe van mártva a czink, a másikba pedig a réz; a folyadékok likacsos agyag-edénynyel vannak egymástól elválasztva. A 698. ábra egy ilyen *elemet* tüntet elő. Az edény üvegből vagy mázas porczellánból van; a czinklemez akként van hajlítva, hogy a likacsos edényt körülfogja, mely a réz-

gáliczczal együtt a szintén hengeralakú *C* rézlemezt tartalmazza. A hidrogén, mely a czinkszulfát keletkezésekor szabaddá válnék, a rézszulfáttal kénsavat alkotva, a szulfát rezének helyébe lép; az ekként redukált réz a rézlemezre rakódik le, mely lemez tehát csak megvastagszik és nem sarkíttatik.

Hogy a rézgáliczoldat ne híguljon meg, czélszerű a só kristályait rézkosárkába rakni, mely a likacsos edény tetejére van helyezve.

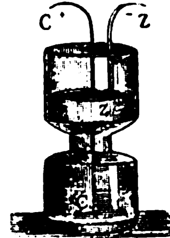


698. ábra. Daniell-elem.

Ez az elem zárt áramkörben állandóbb marad minden más elemnél. Számos módosítása közül felemlitjük **az olasz elemet**, melyet az olasz állami telegrafiában használnak (699. ábra). Ebben nincs meg a likacsos edény, mert a lassan diffundáló (I, **204**) két folyadék, fajsúlybeli különbsége révén, eléggé elkülönítve marad. A fenéken levő *C* réznek szigetelővel borított áramvezetővel kell ellátva lennie, hogy a savanyított víztől, melyen keresztül megy, elszigetelve maradjon. A *Z* czink az edény szűk nyakára támaszkodik.

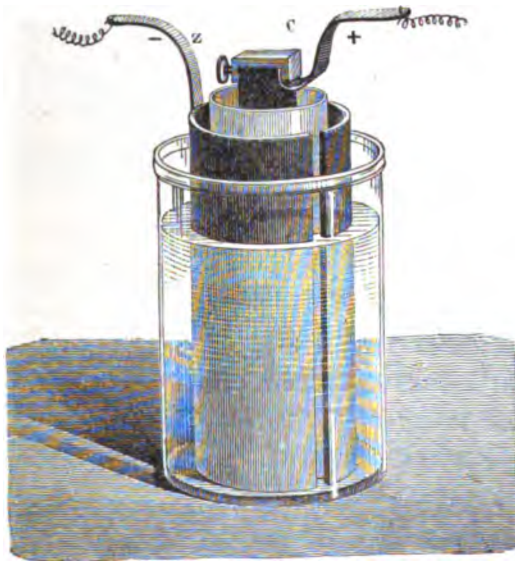
A **Minotto-elem** edénye hengeralakú; ennek fenekére van téve egy szigetelt áramvezetővel ellátott rézkorong, mely poralakú rézgáliczczal van fedve, erre ismét egy homokréteg tétetik, mely a likacsos edény szerepét játsza és egy czinkkorongot tart. Az egész savanyított vízzel van megitatva.

A két folyadék különválasztására homok helyett papirospép is használható.



699. ábra. Olasz elem.

443. Bár kevésbbé állandók, de azért nagyobb elektromindító erejüknél fogva bizonyos esetekben nagyobb sikerrel használhatók a **Grove-tipus**beli elemek, melyekben rézszulfát helyett tömény salétromsav, réz helyett pedig egy másik, meg



700. ábra. Bunsen-elem.

nem támadható vezető van. GROVE platinát használt, BUNSEN-nek pedig az a szerencsés gondolata támadt, hogy e helyett az olcsó

retorta-szenet alkalmazza. A 700. ábra egy **Bunsen-elemet** ábrázol. A külső mázas edényben, *Z* az amalgámozott czink, mely higított kénsavba (1 : 10) van mártva, utána következik a likacsos edény a salétromsavval, *C* a szénhenger vagy szénhasáb, melynek felső vége sárgaréz-szorítóba van dugva, mely szorosan odakapcsolja a szalagalakú és rézből való áramvezetőt.

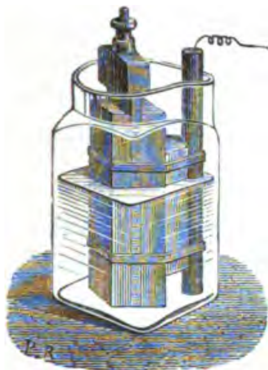
Itt a hidrogén nem rakódik le a szénre, mert a salétromsavval találkozván, ezt redukálja. Ily módon a salétromsavanhidrid vöröses gőzei keletkeznek, melyek a lélekzésre ártalmasak és a fémből való műszereket pusztulással fenyegetik. Eme kigőzölgés ártalmatlanná tételére több eljárást javasoltak, így például káliumbichromátnak a salétromsavhoz való hozzáadását, vagy szintén az oszlopnak szekrénybe zárását, melyben mész van, de mindig többet ér az oszlopot jó légfülkében vagy a szabad levegőn összeállítani és az áramot rézdrótokkal a laboratóriumba vezetni.

Az áram néhány órán át erős marad, mignem a salétromsav redukcziója nagyon előre halad; ezután hidrogén buborékok jelentkeznek, a szén vagy a platina sarkítva van és az áram elgyengül, sőt végtére csaknem elenyészik, mert a szénre szigetelő czinkoxid-réteg rakódik le.

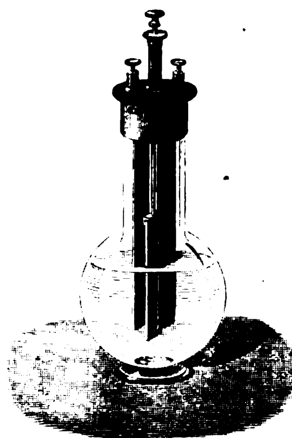
444. Fel kell említenünk még a **Leclanché-elemet** is (701. ábra), mely igen jól használható az elektromos csengetyűkhöz és általában mindazon esetekben, melyekben az áram hosszú időközökön át megszakítva marad. A likacsos edényben retorta-szénből való hasáb van, melyet koksz és barnakő egyenlő részeiből álló keverék vesz körül; a barnakövet a hidrogén redukálja, tehát a sarkítás nem jön létre. A külső edényben szalmiakoldat s egy amalgámozott czinkpálcza van.

445. A Grenet-féle **káliumbichromát-elemben** a czink és a retorta-szén egyazon folyadékba merül, melyet Bunsen szerint akként nyerünk, hogy 61,82 g porrá tört bichromátból és 115,7 g kénsavból álló pépet 604,7 g vízben feloldunk. Ez erő-

sen oxidáló folyadék és ennélfogva megköti a hidrogént, de czink jelenlétében módosul. Ennélfogva a bichromát-elemeket, melyek a kigőzölgés hiánya és erős áramuk miatt igen kényelmesek, csak akkor használjuk, midőn rövid tartamú áramokra van szükségünk. Az elektromindító erő kevésbbé rohamosan változik, ha az oldathoz konyhasót adunk, nevezetesen ha 1 l vízre 100 g káliumbichromátot, 100 g chlórnátriumot és 110 g kénsavat veszünk.



701. ábra. Leclanché-elem.



702. ábra. Grenet-féle elem.

Rendszerint minden elemben két szénlap van, melyek kívül fémpánttal vannak összekötve és a czinklapot csak akkor toljuk közibük, midőn azt kívánjuk, hogy a telep működjék. A czinklapoknak a telep valamennyi elemébe való gyors és egyidejű bemártására különböző szerkezetek vannak.

446. Nyilvánvaló, hogy az imént felsorolt chemiai elektromótorok, még ha áramkörük zárva nincs is, csak bizonyos időtartamon át maradhatnak állandók; másrészt érdekünkben van, hogy olyan elemmel rendelkezzünk, melynek elektromindító ereje annyira állandó, hogy összehasonlításokban normális értékül használhassuk. Nyitott áramkörben eme kivá-

nalomnak a **Latimer Clark-elem** látszik megfelelni, melyet az angolok az elektromindító erő *normális elem*éül fogadtak el. Ez tiszta higanyból áll, mely egy pohárba van öntve és higanyszulfátnak telített czinkszulfát-oldatban való főzésétől kapott péppel van borítva, melybe ismét tiszta, desztillált czinkből való korong merül. A higanyba pedig platinadrót van mártva, mely üvegcsőbe van forrasztva, hogy a péptől el legyen szigetelve. A platina és a czink két rézből való áramvezetőhöz van kapcsolva, melyeknek elseje magasabb potencziálon van, mint a másodika, és ez a potencziál-különbség, mely az elektromindító erőt méri, értékének $^1/_{1000}$ részénél többet soha sem változik, feltéve, hogy az elem nyitva marad és hogy mérséklete állandó. Normális értékül 15,5 C°-on való értékét választották, és azt tapasztalták, hogy a mérséklet 1°-nyi emelkedésekor az elektromindító erő 0,6 százalékkal csökken.

447. Tudjuk már, hogy két telep elektromindító erejének összehasonlítására legkényelmesebb eszköz a quadráns-elektrométer (**417**), melynek tűjét elegendő hosszú időn át állandó potencziálon tarthatjuk, ha összekötjük egy telepnek pozitiv sarkával, mely telep lehet tetszés szerinti, csak jól el legyen szigetelve és néhány száz elemből álljon*, negativ sarka pedig a földdel közlekedjék.

* E czélra alkalmas a Zamboni-féle **száraz oszlop.** Ez igen sok papiros-korongocskából áll, melyeknek egyik oldala ónozva van, másik oldala pedig barnakőporral van bevonva, s melyek mindannyian egyazon módon vannak egymásra téve és jól egymáshoz vannak szorítva. A papiros, melynek hidroszkópos nedvessége van, a másodrendű vezető szerepét játsza. A pozitiv sark a barnaköves oldalon, a negativ pedig az ónozott oldalon van. Néhány ezer korong esetében a két sark potencziálkülönbsége tetemes és sok éven át állandó marad, ha az áramkört nyitva tartjuk; de az áram, melyet zárásakor nyerhetünk, nagyon gyenge és rövid tartamú.

Ezek az oszlopok a **Bohnenberger-féle elektroszkópban** is alkalmaztatnak; ez a Volta-félétől (**412**) abban különbözik, hogy gyűjtőlapja alatt csakis egy aranylemeze van, mely két száraz oszlopnak két

Leolvassuk a tű kitérését, midőn a quadránsok két párja a mérendő telep sarkaival közlekedik; újra leolvassuk, midőn a párok a normális telep sarkaival közlekednek: a két leolvasás viszonya a két elektromindító erő keresett viszonyát fogja adni.

Ezek után azt kell tanulmányoznunk, hogy mi módon függ az elektromos áram az elektromindító erőtől és az áramkört alkotó testektől. De ehhez megkívántatik, hogy előbb a mágneses tüneményekkel némileg megismerkedjünk.

XLIV. FEJEZET.

MÁGNESES TÜNEMÉNYEK.

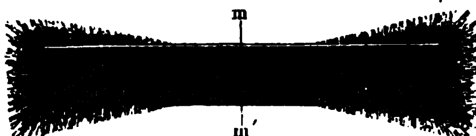
448. Mindenkinek volt már a kezében egy **mágnes**; valószínüleg patkóalakra volt görbítve; de mindenki látta az iránytűt is, mely rombus-alakú, és szintén mágnes. Vannak még hasáb-, henger-, gyűrű- és gömbalakú mágnesek: ezek mindmegannyian **mesterséges mágnesek**, melyeket az ember aczéldarabokból, kisebb-nagyobb széntartalmú vasból készít. Ezeket meg tudjuk *mágnesezni* bizonyos, nemsokára **(489, 535)** megismertetendő módokon.

Vannak aztán **természetes mágnesek**, melyek vasbányákban találhatók; ezek egészen szabálytalan formájúak és abból a vasoxidból valók, melyet a mineralógusok **magnetit**nek neveznek, s a melynek chémiai szerkezetét az Fe_3O_4 képlet fejezi ki. De maga a chémiai szerkezet még nem csinál minden magnetitdarabból mágnest; ehhez valami más természeti oknak is közre kellett volt működnie.

449. A mágneses tünemények tanulmányozása könnyebb

ellenkező sarka között függ. Az aranylemez, ha meg van elektromozva, az ellenkező nevűleg elektromos sark felé hajlik.

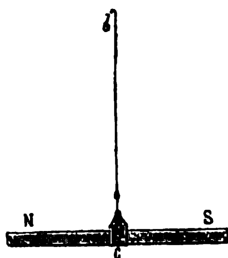
akkor, ha egy lehetőleg hosszúdad hasábalakú mágnes tulajdonságait kezdjük vizsgálgatni. Mártsuk vasreszelékbe: látjuk, hogy ez nagyobb mennyiségben tapad hozzá a végek felé,



703. ábra. Vasreszeléket vonzó mágnes rúd.

miként a 703. ábra mutatja, de épen nem tapad hozzá a közepe táján. E kisérletben a két vég azonos módon viselkedik.

450. De a következő kisérletből már ki fog derülni, hogy a két végnek különböző tulajdonsága van. Távolítsunk el minden más mágnest, minden vasdarabot, és függeszszük fel a pálczát egy fonálra oly módon, hogy a szálhoz kapcsolt *C* kengyelbe (704. ábra) dugjuk. Látni fogjuk, hogy egyik vége, és pedig mindig ugyanaz a vége, makacsul észak felé fordul.



704. ábra. Lengő mágnes.

A pálcza tehát *sarkiasságot* árul el, és azokat a pontokat (703. ábra), melyek körül a legtöbb reszelék halmozódik fel, *sarkok*nak nevezzük. Bármely mágnesnek legalább két sarka van, melyeket a **456.** és **468.** pontban közelebbről meg fogunk határozni.

Megkülönböztetésül **északi sarknak** nevezzük az észak felé tekintő sarkot, és **déli sarknak** a dél felé nézőt. A különnevű sarkokat összekötő egyenest *mágneses tengely*nek, azt a tájékát pedig, melyhez a vasreszelék nem tapad, *semleges öv*nek (*mm'* a 703. ábrán) nevezzük.

451. Ha figyelmesebben megvizsgáljuk mágnesünknek a Földhöz viszonyló elhelyezkedését, felismerjük, hogy tengelye

nem esik pontosan össze a csillagászati délkörrel; a két sarkon átmenő függélyes síkot **mágnesi délkör**nek nevezzük.

A csillagászati délkör és a mágnesi délkör közé fogott szög a **deklináczió** (elhajlás), mely *keleti* vagy *nyugati*, a szerint, a mint a tű vagy rúd északi sarka a csillagászati délkörtől kelet vagy nyugat felé hajlik el.

Nálunk Magyarországban az elhajlás jelenleg nyugati, de vidékek szerint változik, egyazon ponton pedig az idővel is.

Az obszervatoriumokban a nap meghatározott óráiban naponként rendszeresen meghatározzák a deklinácziót, sőt némelyikben a meghatározás egész folytonos módon, a fotografiai úton történik. Egy lámpa fénye visszaverődik egy tükröcskéről, mely függélyes tengely körül szabadon forogható mágnesre van erősítve; visszaverődés után valamely lencserendszeren átmenve, megvilágítja az érzékeny papiros-szalag egy pontját, mely szalag a függélyes irány mentén óramű közvetítésével szabályosan gombolyodik le. Ha a deklináczió állandó marad, a papiroson egyenes vonal keletkezik; ha változik, a papiroson görbe vonal rajza áll elő, mely görbéről könnyen leolvasható a nap bármely időpontjának megfelelő elhajlás.

452. Az **elhajlás változásai** között *esetlegeseke*t és *szabályosaka*t különböztetünk meg. Az esetlegesek, ha még oly kicsinyek is, váratlanul következnek be majd az egyik, majd a másik irányban; a tűnek ilyetén nyugtalanságából **mágnesi zivatarra** következtethetünk, mely az északi fénynyel mindig együtt jár, de néha megesik a nélkül is, hogy északi fény egyidejűleg megfigyelhető volna. Nem tekintve ezeket a zavarokat, az elhajlás szabályosan változik a nap folyamában, de 10′-nél mindig kevesebbet, és az északi sark akként mozdul el, mintha a Napot földkörüli látszólagos mozgásában kerülné; ezenkívül úgy látszik, hogy eme *napi* változásokra még a Hold járásának is van némi hatása.

Vannak azután a Föld keringésével kapcsolatos *évi változá-*

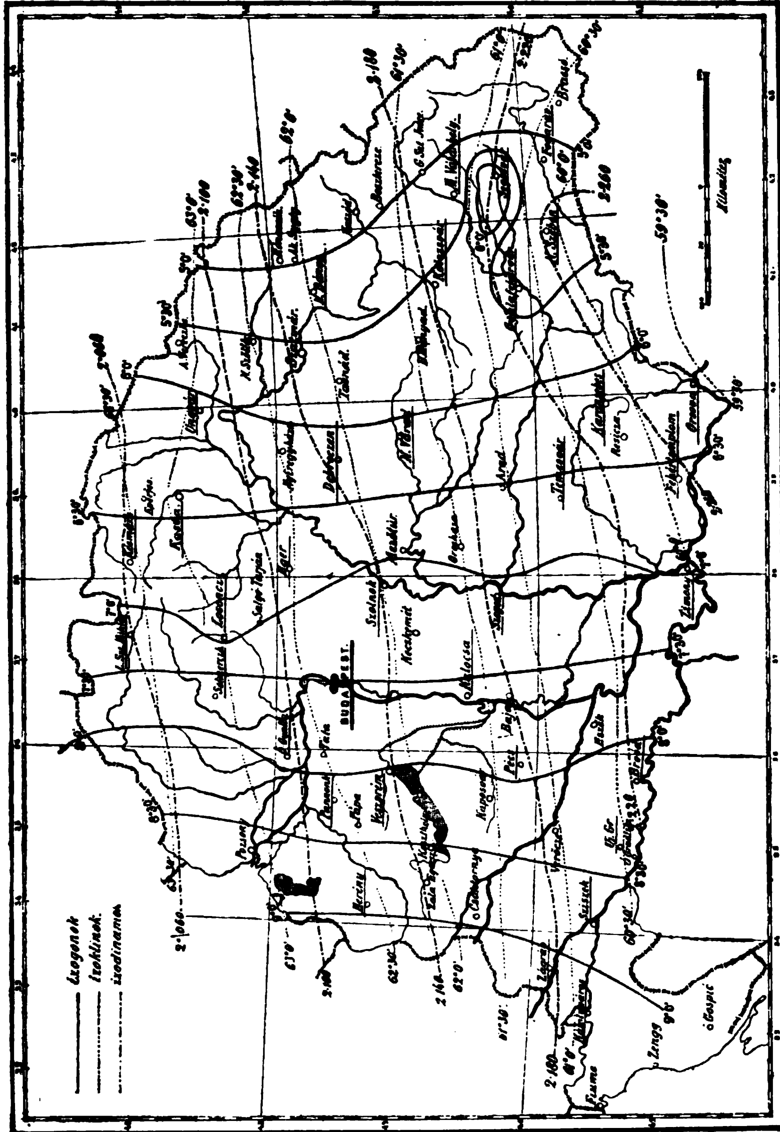
sok. De az évi közép-változás maga sem állandó, hanem körülbelül *tizenegy évi periódus*nak van alávetve, mi megfelel a napfoltok maximuma periódusának.

Ezen kívül még egy másik, 320 éves periódusnak látszik alávetve lenni. Így Párisban, midőn eme megfigyeléseket 1580-ban megkezdették, az elhajlás 11°31′ volt keletre, ezután folyton apadt, mignem 1663-ban zérusra szállott alá, úgy, hogy ebben az évben a tű igazán észak felé mutatott; innét kezdve nyugativá vált és 22°34′-nyi maximális értékét 1814-ben érte el. Ez évtől kezdve évenként mintegy 8′-czel fogyatkozik, úgy, hogy 1985 körül — ha t. i. a változás mindig ezt a törvényt fogja követni — ismét zérussá fog válni.

Ilyetén **százados változásokat** Londonban is megfigyeltek s bizonyára a földgömb minden pontján történtek, jóllehet nem voltak megfigyelhetők, mert a mult időkben a mágnesi megfigyelések vajmi ritkák és a földmágnesség problemájának nagy tudományos jelentőségéhez képest igen silányak voltak.

453. Jelenleg a számuk folytonosan növekszik, és felhasználva az itt-ott elvétve tett megfigyeléseket is, elegendő megközelítéssel ismerjük az elhajlást a Föld különböző pontjain; ha folytonos vonallal összekötjük mindazokat a pontokat, melyeken egyidejűleg azon értéke van, vagyis ha meghúzzuk az **izogon vonalakat**, *mágnesi térképek*et szerkeszthetünk. A következő lapon közöljük Magyarországét (705. ábra), mely KURLÄNDER IGNÁCznak a Magy. Tud. Akadémia megbízásából végzett megfigyeléseit tünteti elő. A térképen a megfigyelő állomások alá vannak húzva. Észreveszszük, hogy a különböző izogon vonalak, melyek telt vonallal vannak kihuzva, a délkörökhöz képest szabálytalanok, de mindannyian délről észak felé futnak.

Ehhez hasonló, de nagyobb alapmértékben rajzolt térképek segitségével a tengerész, az iránytűre tekintve, útját tetszése szerint tűzheti ki, még ha a csillagok nem is láthatók.



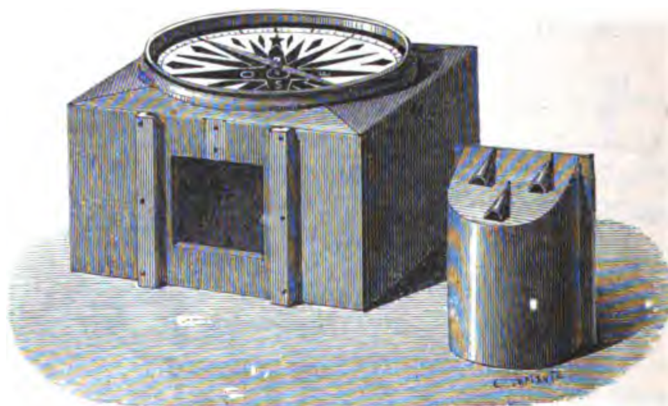
70. ábra. Magyarország földmágnességi elemei az 1895. év elején.

Földmágnességi elemek értékei 1895. év elején.

Hely	Földrajzi hosszuság Greenwichtől	Földrajzi szélesség	Elhajlás (Nyugati)	Lehajlás	Vizszintes erősség Mm. Mg. S.
Selmeczbánya	18° 54′	48° 27′	7° 53′	63° 9′	2,0722
Kassa	21° 15′	48° 43′	6° 24′	63° 9′	2,0782
Budapest ...	19° 1′	47° 30′	7° 31′	62° 23′	2,1171
Zágráb	15° 59′	45° 49′	9° 3′	61° 11′	2,1779
Kolozsvár .	23° 35′	46° 46′	5° 34′	61° 25′	2,1839

Az elhajlás átlagos évi változása = — 5,5′
A lehajlás » » » = — 1, 0
A vizsz. erősség » » » = + 0,0015

454. A 706. ábra a **tengeri iránytű** szokásos alakját tünteti elő. A tű peczke hengeres doboz fenekére van erősítve, mely doboz alul meg van terhelve és Cardani-féle felfüggesztéssel fölszerelve (I, **223**), hogy a tartók bármely hajlása mellett függélyes állású maradjon. A tű a peczekre achát-kupakkal támaszkodik és egy kártyapapiros vagy csillámkorongra van erősítve, melyre a



706. ábra. Tengeri iránytű.

32 sugarú *szélrózsa* van rárajzolva. Az *NS*-sel (észak-dél) jelölt átmérő mindenkor magától beáll a csillagászati délkörbe, feltéve, hogy a tű akként van megerősítve, hogy ezzel az átmérővel az illető ország vagy vidék deklinácziójával egyenlő szöget zárjon be. Minthogy a hajó vas-szerkezetének hatása a Földé

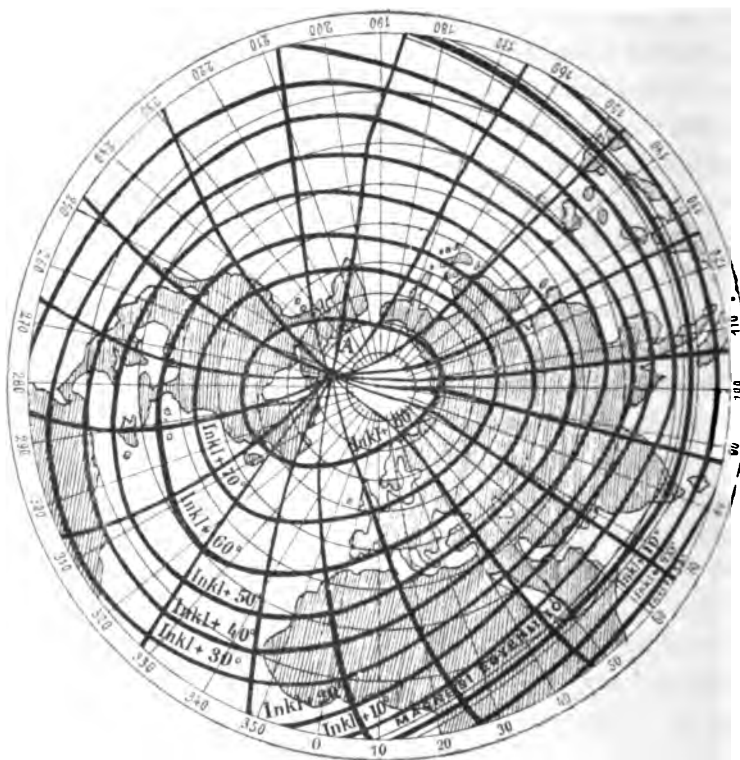
mellett elmozdulást létesitene, megkivántatik, hogy az iránytű körül alkalmas módon vastömegek helyeztessenek el, hogy ez a zavaró hatás kiegyenlíttessék.

455. Mágnespálczánknak magatartását eddigelé abban az esetben vizsgáltuk, midőn vízszintes síkban szabadon foroghatólag van egyensúlyozva. Ha azonban a súlypontjában felfüggesztett tűhöz folyamodunk, azaz olyanhoz, mely mágnesezése előtt minden lehető irányt egyaránt felvehet és megtarthat (I, **53**): látni fogjuk, hogy mágnesezés után a szemhatárhoz hajló állékony egyensúlyi helyzetet vesz fel; és pedig a mi félgömbünkön mindig az északi sark hajlik alá. Azt a szöget, melyet a mágnesi tengely a vízszintes síkkal bezár, **inklinácziónak** vagy lehajlásnak nevezzük.

Adott helyen a lehajlás is alá van vetve az elhajlás változásaihoz (**452**) hasonló szabályos és esetleges változásoknak, de a lehajlást Párisban csak 1671 óta figyelik meg, és ez idő óta napjainkig folytonosan csökken. A lehajlás is egyazon időpontban vidékek szerint változik, és azok a vonalak, melyek az egyidejűleg egyenlő lehajlású pontokat összekötik, **izoklin vonalaknak** neveztetnek. A 705. ábrabeli térképen e vonalak pontok sorával vannak előtüntetve.

A 707. ábrában Airy nyomán az északi félgömb izoklin vonalai az 1880. évben 10°-nyi közökre vannak meghúzva. Látjuk, hogy egy *A* pont körül sorakoznak, hol is a lehajlás 90°, hol tehát a súlypontjában felfüggesztett tű függélyesen helyezkedik el. E pont egyike a **földmágneses sarkoknak** és 1833-ban Ross kapitány Melville szigetén fedezte fel. Itt a deklinácziós tű nem vesz fel határozott irányt, hanem függélyes tengelye körül közönbös egyensúlyban van, mintha sárgarézből vagy bármely más, nem mágnesezett anyagból való volna. Az izoklin vonalak közül **mágnesi egyenlítőnek** azt nevezzük, melynek mentén a tű vízszintesen áll. A mágnesi egyenlítőn túl a tű déli sarka hajlik lefelé, s ilyenkor a lehajlást kifejező szám elé *minus*-jelet irunk.

Azok a vonalak, melyek a 707. ábrában az izoklin vonalakat átmetszve, az *A* mágnesi sarkban futnak össze, DUPERREY-nek úgynevezett *mágnesi délkörvonalai*. Ezek nem esnek össze az izogon-vonalakkal (**453**), s még sokkal kevésbbé a **451.** pontban meghatározott mágnesi délkörökkel, hanem azo-



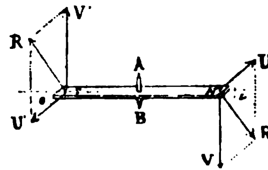
707. ábra. Az északi félgömb izoklinjai.

kat a vonalakat tüntetik elő, melyeket a Föld felületén az az útas futna be, ki deklinácziós tűt vinne magával s mindig ennek az irányát követné.

456. Lássuk most, vajjon a földgömb mágnes ereje egy mágnes súlypontját haladó mozgásnak indíthatja-e? Függélyes mozgásnak nem indíthatja, mert az aczél súlyát a mágnesezés

nem változtatja meg. De nem helyezheti vízszintes mozgásba sem, mert egy hajlékony szál, melyen a mágnes rendszerint függ, pontosan függélyes irányt vesz fel még akkor is, ha nagyobb bizonyosság okáért a nehézség okozta húzást igen kicsinyre szállítjuk le az által, hogy a mágnest — parafát erősítvén reája — folyadékon usztatjuk.

Azt következtetjük tehát, hogy a Földnek egy mágnesre való hatása erőpárra (I, **48**) vezethető vissza, azaz két egyenlő, ellenkező irányú és két különböző pontban támadó erő rendszerére. Eme támadás-pontokat olybá veszszük, mint a melyek a **mágnes sarkait** sokkal szabatosan határozzák meg, mint a miként a **450.** pontban kifejeztük; és megjegyezzük, hogy e sarkok nincsenek a pálczának egészen a végén, hanem kissé beljebb. Mivel továbbá a saját súlypontja körül forogható mágnes egyensúlyban van, midőn tengelye a mágnesi délkörben (**451**) fekszik és a vízszintessel a lehajlás szögét zárja be: következik, hogy az erőpár erőinek iránya épen ezzel az iránynyal egyezik meg, melyet a mágnes tengelye magától felvesz (I, **54**).



708. ábra. A Föld hatása a mágnesre.

Tüntessük elő (I, **33**) ezeket az erőket az NR és SR' egyenesekkel (708. ábra); a függélyes irányba eső alkotóikat az NV és SV' vetületek tüntetik elő (I, **40**), míg egy vízszintes síkra való NU és SU' vetületeik vízszintes alkotóikat fogják előtüntetni. A csupán a Föld hatásának alávetett mágnes tehát ugyanazon körülmények között van, mintha az NV, SV' függélyes erőpár és az NU, SU' vízszintes erőpár együttes hatásának volna alávetve.

457. Ha azt akarjuk, hogy az SN mágnesi tengely vízszintes maradjon, az első erőpárt az S pont környékén odaerősitett ellensúlylyal egyensúlyozni kell, vagy a mi egyre megy,

az alátámasztó pontot a súlyponton kívül N felé kell felvenni. Az ily módon szálon függő, vagy achát-kupakkal tűhegyre támaszkodó mágnes alkotja az elhajlós vagy **deklinácziós tűt.**

Ez esetben a rendszert csakis a vízszintes erőpár készteti mozgásra, és csak akkor lehet egyensúlyban, ha az erőpár karja zérus (I, **48**), mi annyit tesz, hogy az NU és SU' erők egyazon egyenesben feküsznek, vagy pedig, hogy az NS tengely a mágnesi délkörben (**451**), az NU irányban van. Ekkor a függélyes körüli forgató nyomaték zérus; minden más esetben nem zérus és maximális értéket vesz fel, midőn a mágnes tengelye merőleges ugyanerre a délkörre.

458. Legyen U mindegyik vízszintes alkotó intenzitása, l a sarkok SN távolsága, ϑ az a szög, melylyel a tű adott pillanatban a mágnesi délkörtől eltér, úgy a forgató nyomaték, mely a tűt visszatériteni igyekszik (I, **51**), $Ul\sin\vartheta$ fog lenni, kicsiny eltérésekre nézve pedig $Ul\vartheta$.

Ezt Coulomb az ő mérlegével (**317**) kisérletileg mutatta ki. A fémszálon egy kicsiny kengyel függött, melybe először is egy a megvizsgálandó mágnessel egyenlő rézpálczát tolt, s a felső felfüggesztést akként forgatta, hogy ez a pálcza a mágnesi délkörbe került. Ezután ugyanebben a helyzetben a mágnest tette a helyébe, mely tehát a mágnesi délkörben volt a nélkül, hogy a szál meg lett volna sodorva.

A felső gombbal a mágnest egymás után különböző ϑ szögekkel térítette el, és feljegyezte a szál megfelelő torzió-szögeit (I, **158**). Ezek a szögek, tehát a rugalmassági erőnek nyomatékai is, melyek a Föld hatásának egyensúlyozására megkivántattak, közelítőleg csakugyan arányosak voltak a ϑ eltérésekkel, ha ezek kicsinyek voltak, és ezek sinusaival, ha nagyok voltak.

459. Ha tehát a deklinácziós tűt sodratlan szálra függesztjük vagy peczekkel alátámasztjuk, kissé kimozdítjuk és ezután magára hagyjuk, a mágnesi délkörtől jobbra-balra lengéseket végez, egészen úgy, mint az inga, mely $Ul\vartheta$ forgató

nyomatéknak van alávetve. Kicsiny lengéseinek tartamát a következő képlet (I, **159**) fejezi ki:

$$\tau = \pi \sqrt{\frac{\mu}{Ul}},$$

hol μ a tűnek tehetetlenségi nyomatéka azon tengelyre vonatkozólag, mely körül lengéseit végzi.

460. E képletből megkapjuk a tű mindegyik sarkára ható vízszintes összetevő értékét:

$$U = \frac{\pi^2 \mu}{l} n^2 \qquad (1)$$

ha ismeretes μ és l és meg van határozva a tűnek másodperczenként végzett egyszerű lengéseinek $n = 1 : \tau$ száma.

U értékéből és a lehajlás i szögéből az NUR derékszögű háromszög (708. ábra) segítségével legott kiszámíthatjuk az intenzitását a mágnesi eredőnek, melylyel a Föld a két sark mindegyikére hat:

$$R = \frac{U}{\cos i}. \qquad (2)$$

Ha tehát a sarkok pontos helyzetét és ezzel l távolságukat ismernők, az R erő a megelőző két képlet alapján teljesen meg volna határozva irány és intenzitás szerint a δ elhajlás, az i lehajlás és a deklinácziós tű n lengés-számainak ismerete révén.

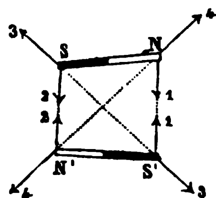
Az l távolság meghatározása általában véve nehéz dolog s másrészt egyelőre fölösleges is volna, mert R értéke l-en kívül még a tű mágnesezésének intenzitásától is függ, melyet még nem tudunk megmérni.

Ha azonban megelégszünk viszonylagos meghatározásokkal, erre nem kell tekintenünk, és csak arra kell ügyelnünk, hogy eme meghatározásokat mindig ugyanazzal a tűvel végezzük, melyet meg kell óvnunk minden hatástól, mely mágnes állapotát módosíthatná, tehát rázkódásoktól, tetemes mérsékletváltozásoktól, más mágnesekkel, vas vagy aczéldarabokkal való érintkezéstől, stb.

461. Mindaddig, míg Gauss meg nem állapította az abszolut mértékek rendszerét, ezen a módon jártak el R-nek, vagy miként mondani szokták, a **földmágnesség intenzitásá**nak meghatározásában. E mérések, bármily bizonytalanok voltak is, mert a tű állandósága mindig kétséges, annak előtüntetésére valók voltak, hogy a földmágnesség intenzitása változó, olyanformán, mint az elhajlás (**452**) és a lehajlás (**455**).

Mindazonáltal ezen irány- és intenzitásbeli változások annyira csekélyek, hogy legtöbbnyire elhanyagolhatók. És fel is fogjuk tenni, hogy helyiségünk különböző pontjaiban és a kisérletek egész tartamában a Föld irány és nagyság szerint állandó erővel hat a mágnes mindegyik sarkára.

462. Vegyünk most két mágnest, jelöljük meg mindegyiken az északi sarkot (**450**), az egyiket függeszszük a szokásos szálra, és közelítsük hozzá a másikat. Látni fogjuk, hogy *az egynevű sarkok egymást taszítják, a különnevűek pedig egymást vonzzák.* Ennélfogva két szomszédos mágnes között négy erő hat, két vonzó és két taszító, miként ezt a 709. ábra előtünteti. Számuk nem is redukálható kisebbre, mert lehetetlen valamely sarkot társától elkülöníteni (**470**). De két igen hosszú és nagyon vékony mágnest használva, melyeknek sarkai csaknem egészen a végeken vannak, Coulomb-nak sikerült a mérlegével (**317**) kimutatnia, hogy az egyiknek egyik sarka a másiknak egyik sarkára *a távolság négyzetével fordított viszonyban levő erővel hat.*



709. ábra. A mágnesek hatása egymásra.

Mindazok a következmények, melyek eme törvényből folynak, a tényekkel mindenkor összhangzásban voltak, minélfogva e törvény szigorúnak tekinthető.

463. De a két sark közötti hatás függ még a mágnesek mágnesezésének fokától, vagy mint mondani szokás, magúknak a **sarkoknak intenzitásá**tól. Ez is a sarkok közötti hatás révén

mérhető, úgy, hogy ha a sarkok intenzitásának jele m és m', a közöttük működő erőnek intenzitása F pedig, midőn egymástól r távolságban vannak:

$$F = \frac{mm'}{r^2}. \qquad (1)$$

Midőn a sarkok egynevűek és ennélfogva az F erő taszító (**462**), m és m'-nek ugyanazon jelet tulajdonítjuk, és ekkor F pozitiv; az ellenkező esetben m és m' jele különböző, és F, megállapodásainknak (**326**) megfelelőleg negativvá válik. Ezenkívül pozitivnak az északi sarkot fogjuk tekinteni.

464. Ha (1)-ben $F = 1$, $r = 1$, és $m = m'$ tétetik, következik, hogy m is $= 1$. Tehát eme képlet felirásakor alattomban elfogadtuk, hogy *az északi sark egysége azon északi sark, mely a vele azonos sarkot egységnyi távolságból egységnyi erővel taszít.*

Valamely sark m intenzitását rendszerint valamely **mágnesség-mennyiség**nek szoktuk tulajdonítani, melyet ugyanaz az m szám fejez ki. Ha tehát a hossz, az idő és a tömeg alapegységeiül a czentimétert, a másodperczet és a grammot fogadjuk el, a **mágnesség egysége** azon mágnesség-mennyiség, mely egy pontba összegyüjtve, ugyanakkora mennyiségre 1 cm távolságból 1 din erővel, azaz akkora erővel hat, mely 1 másodperczig állandó intenzitással működvén, 1 cm³ vízzel másodperczenkénti 1 cm sebességet közöl.

A mágnesség-egység mérete (I, **82**), vagy a mi egyre megy, a mágnessark intenzitása egységének mérete:

$$m = [r\sqrt{F}] = [LF^{1/2}] \qquad (2)$$

és innét (I, **82**, **m**):

$$m = L\,[L^{1/2}\,T^{-1}\,M^{1/2}] = [L^{3/2}\,T^{-1}\,M^{1/2}]\,.$$

465. A tér bármely részét, melyben mágnesi erők hatnak, **mágnesi tér**nek nevezzük.

A **mágnesi tér intenzitását** és **irányát** valamely pontban

annak az erőnek intenzitása és iránya határozza meg, mely az ebben a pontban felhalmozott pozitiv mágnesség (**463**) egységére hat.

A tér $\mathfrak{H}$ intenzitásának méretei tehát:

$\mathfrak{H}=F:m=[F^{1/2}L^{-1}]=[L^{1/2}T^{-1}M^{1/2}]L^{-1}=[L^{-1/2}T^{-1}M^{1/2}]$.

Ha ez az erő állandó, a mágnesi tért *egyenletes*nek mondjuk. Azok után, miket a **461.** pontban mondottunk, a Föld mágnesi hatásától létesített mégnessi tér néhány köbméternyi térfogatban bizvást egyenletesnek tekinthető, és e tér iránya a lehajlós tű irányával egyezik.

466. Minthogy az ilyen egyenletes térbe helyezett mágnesre két egyenlő és ellenkező irányú erő hat, melyek erőpárt alkotnak, minthogy továbbá megállapítottuk (**463**), hogy valamely sarkra ható erő arányos ezen sark intenzitásával: következik, hogy valamely mágnes két sarkának egyenlő és ellenkező intenzitása van.

Ha tehát az északi sark intenzitásának jele $+m$, a déli sarké $-m$. Ezt úgy fejezzük ki, hogy azt mondjuk, hogy *minden mágnesben a mágnesség algebrai összege zérus.*

Ha l jelenti a sarkok kölcsönös távolságát, az $\mathfrak{M}=ml$ szorozmányt a mágnes **mágnesi nyomatékának** mondjuk.

A mágnesi nyomaték méretei nyilván a következők:

$$\mathfrak{M}=[mL]=[L^{5/2}T^{-1}M^{1/2}].$$

467. Határozzuk már most meg a földmágnesi tér intenzitását. A **460.** pontban R-rel jelöltük azt az erőt, melylyel a Föld a mágnes mindegyik sarkára hat. De R-nek arányosnak kell lennie eme sarkok m intenzitásával, minélfogva:

$$R=Tm,$$

hol T azon erő, melylyel a Föld egységnyi sarkra hatna. T tehát a **földmágnesi tér intenzitása** (**465**), és a következő képlettel (**460**) van kifejezve:

$$T=\frac{R}{m}=\frac{U}{m\cos i}=\frac{\pi^2\mu n^2}{ml\cos i}=\frac{\pi^2\mu n^2}{\mathfrak{M}\cos i}. \qquad (1)$$

Ha most a tér vizszintes összetevője H, ugy

$$H = T \cos i, \tag{2}$$

vagy szintén

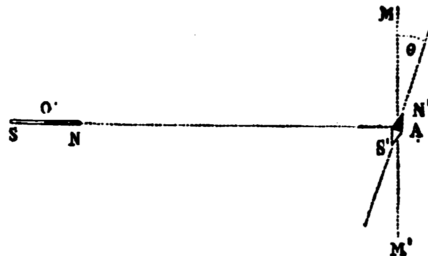
$$H = \frac{\pi^2 \mu n^2}{\mathfrak{M}} \tag{3}$$

és a földmágnesi tér úgy irány, mint intenzitás szerint teljesen meg van határozva, ha ismeretesek a helynek úgynevezett **mágnesi elemei**, vagyis a δ elhajlás, az i lehajlás és a H vizszintes intenzitás.

Vannak alkalmas iránytűk (*magnetométereknek* is neveztetnek), melyek az első két mennyiséget közvetetlenül megadják (*deklinométer* és *inklinométer*), a harmadik pedig a (3) alatti képlettel számítható ki, ha ismeretes az $\mathfrak{M} = ml$ mágnesi nyomaték; mert μ a tehetetlenségi nyomaték, melyet meg tudunk határozni (I, **160**), n pedig a függélyes körül másodperczenként végzett lengések száma, melyeket megszámlálhatunk.

468. Azonban az $\mathfrak{M}$ mágnesi nyomatékot kiküszöbölhetjük a (3) alatti képletből, ha a következő meghatározást teszszük:

Mágnesünket SN tengelyével (710. ábra) az MM' mágnesi délkörre merőlegesen, és pedig egy igen kicsiny $S'N'$ deklináczióstűvel szemközt tartjuk; ez a tű ki fog teríttetni a mágnesi délkörből. Ha ez a kitérés ϑ, és ha d a két mágnes O és A középpontja közötti távolság, úgy azt állítom, hogy nagy megközelítéssel:



710. ábra. Két mágnes kölcsönös hatása.

$$\mathfrak{M} = H \frac{d^3}{2} \operatorname{tg} \vartheta \tag{4}$$

mely értéknek a (3) alattiba való helyettesítése után:

$$H^2 = \frac{2\pi^2 \mu n^2}{d^3 \operatorname{tg} \vartheta},$$

honnét **a földmágnesi tér vízszintes összetevője** abszolut mértékben: *

$$H = \pi n \sqrt{\frac{2\mu}{d^3 \operatorname{tg} \vartheta}} \tag{5}$$

A (4) alatti kifejezés levezetésére először is megjegyezzük, hogy az A pontba helyezett m' sarkra az SN mágnes a következő erővel hat **(463)**:

$$F = \frac{mm'}{\left(d - \frac{l}{2}\right)^2} - \frac{mm'}{\left(d + \frac{l}{2}\right)^2} = \frac{2dlmm'}{\left(d^2 - \frac{l^2}{4}\right)^2} = \frac{2\,\mathfrak{M}\,m'}{d^3\left(1 - \frac{l^2}{4d^2}\right)^2};$$

mely kifejezés, ha a mágnes l hossza a kicsiny d távolsághoz képest, a következővé alakul át:

$$F = \frac{2\,\mathfrak{M}\,m'}{d^3}.$$

Egy másik, szintén A-ba helyezett $-m'$ sarkra pedig épen ekkora, de ellenkező erő hatna. Azonban a tű l hossza annyira csekély, hogy két sarkát a mágnes O középpontjától egyenlő a távolságban levőnek tekintjük, mely mágnes tehát a mágnesi délkörtől ϑ szöggel kitérített tűre a következő nyomaték-párral hat:

$$Fl' \cos \vartheta = \frac{2\,\mathfrak{M}\,m'l'}{d^3\left(1 - \frac{l^2}{4d^2}\right)^2} \cos \vartheta.$$

Hogy a tű egyensúlyban maradjon, kell hogy eme forgató nyomaték egyenlő legyen a Föld hatásától származóval, mely ekként **(458)** van kifejezve:

* Budapesten 1895 végén a földmágnesi tér intenzitásának vízszintes összetevője 0,21256 C. G. S. rendszerbeli abszolut egység, melynek évi változása + 0,000 15.

$$Ul' \sin \vartheta = Hm'l' \sin \vartheta,$$

ennélfogva egyensúlykor kell hogy álljon:

$$\frac{2\mathfrak{M}}{d^3\left(d-\frac{l^2}{4d^2}\right)^2} \cos \vartheta = H \sin \vartheta, \qquad (6)$$

mely egyenlet, ha a mágnes l hossza elenyésző a d távolsághoz képest, úgy, hogy tehát $\frac{l^2}{4^2 d}$ is elenyésző az egységhez képest, a (4) alattival azonossá válik, s ezzel állításom helyessége ki van mutatva.

469. Ha azután egy mágnes **mágnesi nyomatékát** akarjuk meghatározni, a (4) alatti képlethez folyamodunk, melyet a (3) alattival egybevetve, kapjuk, hogy:

$$\mathfrak{M} = \pi n \sqrt{\frac{\mu d^3}{2}} \operatorname{tg} \vartheta;$$

és ekkor a lengések n számának és azon ϑ szögnek megfigyelése szükséges, melyet a mágnes határoz meg, midőn egy kicsiny tűre az előbbi pontban leírt módon hat.

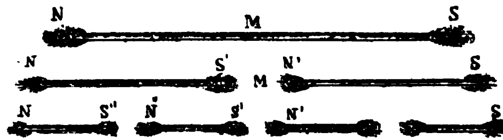
Ha a földmágnesi tér H vizszintes összetevője ismeretes elegendő az utóbbi megfigyelés, és a tehetetlenségi nyomaték ismeretére sincs szükség, mert egyszerűen a (4) alatti képlethez folyamodunk.

470. Eme képletek levezetésében úgy jártunk el, mintha valamely mágnes csupán az ő erő-czentrumaira, a két sarkra volna redukálva. De azért őrizkedjünk attól a véleménytől, hogy csakis ezekben a pontokban van tényleges székhelye a mágnesi tulajdonságoknak, vagyis, hogy csakis ezekben a pontokban van felhalmozva az ő ismeretlen okuk, melyet mágnességnek nevezünk. Olyas tévedés volna ez, mintha feltételeznők, hogy valamely test egész tömege tényleg a súlypontjában volna felhalmozva.

A súlypont az egyes molekulák súlya eredőjének támadás-

pontja; hasonlóképen a sarkok a mágnesi erők eredőjének támadás-pontjai.

Mondottuk **(462)**, hogy valamely sark soha sincs elválasztva a másik sarktól. Valóban, törjünk a közepén ketté egy mágnestűt: mindegyik félnek meglesz az ő két, semleges övtől elkülönített sarka, mit vasreszelékkel mutathatunk ki (711. ábra), vagy pedig oly módon, hogy a feleket deklinácziós



711. ábra. Mágnes törése.

tűre engedjük hatni. Ha eme feleket is kettétörjük, négy teljes mágnest kapunk: mindegyiknek megvan a maga két sarka és semleges öve. És ha egy mágnesből bármily parányi darabkát törünk le, ez mindig teljes mágnes a maga két sarkával és semleges övével!

Ezt az alapvető tényt elméletileg fogva fel, indukczió révén logikus a feltevés, hogy az utolsó részecskék **elemi mágnesek**, melyek viszonylagos helyzetükkel az egészletes mágnes tulajdonságait határozzák meg.

Nagyon tanulságosak a következő különös esetek.

471. Először is tegyük fel, hogy minden elemi mágnesnek egyenlő mágnesi nyomatéka **(466)** van, és hogy sorba vannak szedve, úgy, hogy mindegyiknek északi sarka szemközt álljon a következőnek déli sarkával; ekkor az egyes sarkoknak kifelé irányuló hatása kettenként lerontja egymást, és csak a szélső két sark marad hatásos. Egy ilyetén szerkezetű szálat **szolenoidnak** nevezünk; nyilvánvaló, hogy bármi módon hajtogatjuk össze, mágnesi tere csak végeinek helyzetétől függ; és ha két vége egészen összeér, úgy, hogy **zárt szolenoidot** alkot,

minden külső hatás megszünik és a mágnesi tér zérusra van redukálva.

A gyakorlatban annál közelebb járunk ehhez az elméleti esethez, mentül vékonyabb aczéldrótot mágnesezünk meg, és ha összehajlítható drótot veszünk és egy mágnestű közelébe viszszük, a szolenoidok eme tulajdonságait ki is mutathatjuk.

Már most a mágnesek egy nagy csoportja a különböző hosszúságú szolenoidok nyalábjából állónak tekinthető, mely szolenoidok vagy zártak, vagy ha nyiltak, végeik a mágnes felütére esnek. Az ilyen mágnesekről azt mondjuk, hogy mágnességüknek **szolenoidális elosztása** van. Az egyes szolenoidok sarkainak összesége az úgynevezett szabad mágnességet létesíti, mely a mágnes ellentett tájékain ellenkező jelű.

472. A mágnesek egy másik igen fontos csoportjának, mint mondani szokás, **lemezes elosztású** (lamelláris) mágnessége van. Hogy erről fogalmat alkossunk, először is tudnunk kell, hogy mi értendő egy **mágneses lemezen**. Ez sík, vagy görbült vékony réteg, mely számtalan elemi mágnesből áll, melyek tengelyei merőlegesek a réteg két lapjára és akként vannak elhelyezkedve, hogy valamennyi északi sark az egyik lapon, valamennyi déli sark pedig a másik lapon van. A legegyszerűbb esetben a lemez vastagsága egyenletes és valamennyi elemi mágnesnek egyenlő nyomatéka van.

A lemezes mágnesek számtalan különböző lemeznek egymásra helyezkedéséből származattoknak tekinthetők, mely lemezek részben fedik, részben nem fedik egymást.

A szolenoidális vagy lemezes vaskos mágnesek elemzésébe nem mélyedhetünk be; meg kell elégednünk az egyszerű szolenoidok és az egyszerű lemezek elméletének valamennyire bővebb kifejtésével, mint azzal a két határ-esettel, melyhez a hosszmentileg mágnesezett rudak, illetőleg a keresztmenetileg mágnesezett lemezek kisebb-nagyobb mértékben közelednek.

473. Először is azon leszünk, hogy a potencziálnak annyira termékeny fogalmát a tünemények eme csoportjára is alkalmazzuk, mely dolog itt aligha fog nehezünkre esni, ha meggondoljuk, hogy a mágnesi hatások törvénye (**463**) mindenben azonos az elektromos hatások törvényével (**327**). Csak a «pozitiv, negativ elektromosság-mennyiség» szavak helyett az «északi, déli mágnesség-mennyiség» szavakat kell mondanunk, és a következő viszonylatok nyilvánvalókká válnak.

A **mágnesi potencziál,** mely a mágnesi tér valamely A pontjában az ettől a ponttól r_1, r_2, ... r_n távolságban levő m_1, m_2, m_3, ... m_n intenzitású mágnessarkok rendszerétől származik, a **336.** szerint a következő:

$$V = \frac{m_1}{r_1} + \frac{m_2}{r_2} + \dots + \frac{m_n}{r_n},$$

és azt a munkát fejezi ki, melyet az ezen sarkokhoz tartozó mágnesi erők végeznek, midőn egy egységnyi intenzitású északi sark A pontból a végtelen távolságba vitetik s ily módon ezen erők hatása körén kívül jut.

A potencziál-különbség két A és B pontban az a munka, melyet a mágnesi erők a pozitiv (északi) mágnesség-egységnek az egyik pontból a másikba való (**337**) elmozdítása közben végeznek.

Azon pontok helye, melyekben a potencziálnak egyazon értéke van, egy potencziálúfelület, vagy mágnesi szintfelület (**339**).

Legyen e mágnesi tér két P és Q pontjában a potencziál értéke $\mathcal{V}_p$ és $\mathcal{V}_q$, egymástól való igen kicsiny távolságuk d: akkor a **mágnesi erő,** mely a P-ben levő egységnyi északi sarkra hat, mialatt az PQ irányban végtelen kevéssel eltolódik, a (**338**) szerint:

$$\mathcal{F} = \lim_{d=o} \frac{\mathcal{V}_p - \mathcal{V}_q}{d} \qquad (7).$$

A **mágnesi tér intenzitása,** vagyis az eredő mágnesi erő

a tér minden pontjában merőleges az illető ponton átmenő szintfelületre (**341**).

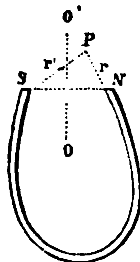
Mágnesi erővonal az, melynek mentén a mágnessark a mágnesi tér hatása alatt elmozdulni kénytelen. Az erővonalak minden pontjukban a szintfelületekre merőlegesek.

Ha $\mathcal{V}$ a potencziál értéke P pontban, és ha P-ben m intenzitású sark van, az $E = m\mathcal{V}$ szorozmány azt a munkát fejezi ki, melyet a mágnesi erők végeznének, ha ez az m sark a P pontból végtelen távolságba menne (**344**). E tehát azt a **mágnesi helyzeti energiát** méri, melylyel a mágnesi tér P pontjában levő m sark rendelkezik.

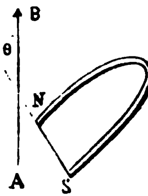
474. Ha egyszerű szolenoiddal (**471**) van dolgunk, melynek végei N és S-ben (712. ábra) vannak, könnyen kiszámíthathatjuk a $\mathcal{V}$ potencziált egy tetszés szerinti P pontban, mely eme végektől r, illetőleg r' távolságban van, mert a szolenoidtól származó mágnesi tér pontosan megfelel az N és S-ben levő egyenlő és ellenkező két mágnessarknak (**471**). Ha tehát $+ m$ és $- m$ jelenti eme sarkok intenzitását, egyszerűen:

$$\mathcal{V} = m\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'}\right),$$

és a mágnesi tér tulajdonságait a **343.** pontbeli 646. ábra tünteti elő.



712. ábra. Mágnesi potencziál számítása.



713. ábra. Helyzeti energia számítása.

Egyenletes mágnesi térben (**465**) levő szolenoid helyzeti energiáját, ha a tér intenzitása $\mathcal{H}$, iránya pedig AB (713. ábra), akként számítjuk ki, hogy sarkai energiájának összegét veszszük.

Legyen l az N és S sarkok távolsága, és legyenek $\mathfrak{V}$ és $\mathfrak{V}'$ az egyenletes tértől származó potencziálok N és S pontokban. A pozitiv sark helyzeti energiája (**473**) $m\mathfrak{V}$, a negativé pedig — $m\mathfrak{V}''$, összegük tehát:

$$E = m\,(\mathfrak{V} - \mathfrak{V}').$$

Azonban

$$\frac{\mathfrak{V}' - \mathfrak{V}}{l}$$

a (7) képlet szerint az SN iránybeli mágnesi erőt, vagyis a mágnesi térnek ezen irányba eső összetevőjét adja; ha tehát ϑ jelenti az SN és AB bezárta szöget, úgy:

$$\frac{\mathfrak{V}' - \mathfrak{V}}{l} = \mathfrak{H} \cos \vartheta,$$

és ennélfogva:

$$E = -ml\,\mathfrak{H} \cos \vartheta.$$

Ha $ml = \mathfrak{M}$ tétetik, $\mathfrak{M}$ egy mágnes mágnesi nyomatékának tekinthető, mely mágnes sarkai N és S. És így az a helyzeti energia, melyet az F intenzitású egyenletes mágnesi tér egy mágnesnek kölcsönöz, midőn tengelye a tér irányával ϑ szöget zár be, lészen:

$$E = -\mathfrak{M}\,\mathfrak{H} \cos \vartheta. \qquad (8)$$

Mivel a helyzeti energia mindenkor átalakulni igyekszik (I, **548**), itt nem lehetséges állékony egyensúly, hacsak nem abban a helyzetben, melyben az energia értéke minimum, vagyis midőn $\vartheta = 0$, mikor is $E = -\mathfrak{M}\,\mathfrak{H}$. A mágnes tehát állékony egyensúlyban akkor van, midőn tengelye a mágnesi tér irányába esik, miként eleitől kezdve láttuk, a mikor is a Földnek a mágnestűre való hatása forgott szóban.

475. Az **egyszerű mágneses lemez,** miként láttuk (**472**), nem egyéb egy igen vékony lapnál, melynek két felületén két egyenlő és ellenkező mágnesség-mennyiség egyenletesen van elosztva. Ha a felületi sűrűség fogalmát a mágnességre is kiterjesztjük, mondhatjuk, hogy mindegyik felületre nézve a **mág-**

nesi sűrűség mértékét megkapjuk, ha az ott levő összes mágnesség mennyiségét a felület területével elosztjuk.

Ezenkívül a **lemez intenzitásán** *(j)* sűrűségének (ρ) vastagságával *(l)* való szorozmányát értjük:

$$j = \rho l.$$

Ezt előrebocsátva, a differencziális számítással kimutatható, hogy valamely j intenzitású mágneses lemeztől valamely P pontban létesített $\mathfrak{P}$ potencziál ezen intenzitásnak és azon ω testszögnek szorozmányával van kifejezve, melynek csúcsa P-ben van és a lemezt körülfogja:

$$\mathfrak{P} = j\omega \qquad (1)$$

476. Ennek bebizonyítása meghaladja a tőlünk használt mathematikai eszközöket, mindazonáltal kell, hogy legalább a **testszögek mérése** módjáról tiszta fogalmunk legyen.

Valamint a síkbeli szögek csúcsából leírunk egységnyi sugarú köröket és a szárak között levő ív hosszát a szög mértékeül veszszük: úgy valamely testszög csúcsa körül egységnyi sugarú gömböt képzelünk leírva, s a szög mértékeül eme gömbfelület azon részének területét veszszük, melyet a szög oldalfelülete befog.

Például a koczka testszögének mértéke $\frac{\pi}{2}$, mert három oldalfelülete a gömbön egy háromszöget határoz meg, mely az egész gömbfelületnek, vagyis, ha a sugár 1 cm, 4π cm-nek nyolczad része. Valamely ponton átmenő határtalan sík testszögnek tekinthető, melynek csúcsa, az illető pont, mértéke pedig 2π, mert félgömböt fog körül.

477. Ezt megértve, a **475.** p. (1) képletéből legott kitűnik, hogy valamely mágneses lemeztől valamely pontban létesített potencziál csakis e lemez j intenzitásától és attól az ω látszólagos nagyságtól függ, mely alatt a lemez az illető pontból látszik, úgy, hogy az egyenlő kerületű és egyenlő intenzitású lemezek, bármily alakúak is, ugyanazt a potencziált idézik elő.

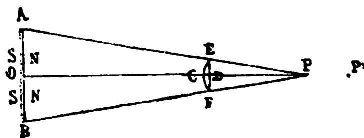
De az (1) alatti képlet nem világosít fel bennünket a potencziál jeléről, mely természetesen különböző a szerint, a mint az illető pont a lemez egyik vagy másik oldalára esik: pozitiv azokra a pontokra nézve, melyekből az északi (+) felület látszik; negativ a többi pontra nézve, melyekből a déli felület (—) látszik.

Abban az esetben, ha a lemez görbe, a lemezt átlátszónak kell tekintenünk; és most pozitiv jellel kell vennünk az illető pont felé néző északi felületnek látszólagos nagyságát, negativ jellel pedig a déli felület látszólagos nagyságát; ω értékét ezek algebrai összege adja meg.

Ha tehát a görbe lemez teljesen zárt görbe felület, külső pontokból a látszólagos nagysága kétszer veendő, de ellenkező jellel: tehát a zárt lemez potencziálja minden kívüle fekvő pontra nézve zérus, míg a belső pontokra nézve, melyekből az egyik felület egészen körös-körül látszik, a testszög mértéke az egységnyi sugarú egész gömb lévén, a $\mathfrak{V}$ potencziál értéke e pontok mindegyikében $4\pi j$.

478. Helyén van, hogy nagyobb világosság kedveért és a későbbi alkalmazások czéljából a **475.** p. (1) képletét, mely egy mágneses lemez potencziálját fejezi ki, egy különös esetre alkalmazzuk.

Legyen az AB lemez (714. ábra) R sugarú kör; vastagsága legyen l, és az őt alkotó elemi mágnesek (**472**) északi sarka



714. ábra. Mágneses lemez potencziálja.

mind azon az oldalon legyen, a melyre a P pontból tekinthetünk; P-ben az egységnyi sark jelenlétét tételezzük fel. Ez annyit tesz, hogy ezen az oldalon bizonyos m_1 mennyiségű,

P-vel egynevű mágnesség egyenletesen van elosztva a következő sűrűséggel:

$$\rho = \frac{m_1}{\pi R^2},$$

minélfogva a lemez intenzitása a (**475**) szerint:

$$j = \rho l = \frac{m_1 l}{\pi R^2}. \qquad (2).$$

Tegyük fel, hogy *P* pont az *O* középpontban emelt merőlegesben és ugyanezen középponttól *r* távolságban fekszik. Képzeljük a *PAB* kúpot vetve, és legyen az oldala $PA = d$. Az egységnyi sugarú gömbből a kúp által kimetszett *C* gömbszelet mértéke (**476**) az *AB* lemeztől bezárt testszögnek, vagy mint mondani szokás, a *P* pontból szemlélt lemeznek *látszólagos nagysága* lesz. A *C* területet nyerjük, ha egy főkör 2π kerületét a szelet magasságával megsokszorozzuk, mely magasság:

$$CD = CP - DP = CP - PO \frac{PE}{PA},$$

és mivel

$$CP = PE = 1, \quad PO = r, \ PA = d,$$

azért

$$C \text{ terület} = \omega = 2\pi \left(1 - \frac{r}{d}\right),$$

és az (1) képlet alapján:

$$V = 2\pi j \left(1 - \frac{r}{d}\right) = \frac{2\pi j R^2}{d(d+r)} \qquad (3),$$

mert $R^2 = d^2 - r^2$.

479. Ha a *P* pont helyett a lemeztől távolabb fekvő *P'* pontot veszszük, az $\frac{r}{d}$ viszony növekszik és ennélfogva a potencziál kisebbedik. Ha pedig közelebb fekvő pontot veszünk, a potencziál növekszik, mígnem az *O* középpontban, hol is $\frac{r}{d} = 0$, a következő értéket veszi fel:

$$V = 2\pi j.$$

Mondottuk azonban (**477**), hogy a potencziál az egyik felület pontjaiban pozitiv vagy negativ a szerint, a mint a pont pozitiv (északi) vagy negativ (déli) felületre néz; következik tehát, hogy a lemezen keresztül menve a potencziál hirtelen $4\pi j$-vel különbözik. Továbbá a lemez síkjában, de a lemez kerületén kívűl fekvő pontokban a potenczál zérus, mert ezekből a pontokból tekintve a lemezt, látszólagos nagysága zérusra redukálódik.

480. Ha a P pontban, hol a potencziál $\mathfrak{V} = \omega j$, valamely m intenzitású sark van, az

$$E = \mathfrak{V} m = m\omega j \qquad (4)$$

kifejezés az m sarknak a lemezre vonatkozó helyzeti energiáját (**473**) fejezi ki, vagyis az erőknek azt a munkáját fejezi ki, mely eme sarknak P pontból a végtelenbe való átmenetelekor végzendő. E munka végrehajtott munka, ha $\mathfrak{V} m$ pozitiv, vagyis midőn a P-ből szemlélt felület ugyanolyan jelű mint m; felemésztett munka az ellenkező esetben, és ekkor $\mathfrak{V} m$ abszolut értéke azt a munkát fejezi ki, mely megkivántatnék, hogy az m sark a mágnesi vonzás leküzdésével P-ből végtelenbe vitessék.

Ebből következik, hogy ez a sark, ha szabadon mozoghatna, az első esetben a lemeztől távoznék, a másodikban pedig hozzája közelednék; tehát mindegyik esetben alacsonyabb potencziálú pontok felé mozdulna el, úgy, hogy akként igyekeznék elhelyezkedni, hogy helyzeti energiája minimum legyen, vagyis hogy az ellenkező nevű felülettel érintkezzék.

Az a munka, mely végeztetik midőn valamely sark valamely P pontból végtelenbe megy át, egyenlő azon munkával, mely ugyanezen pontból égy olyan másikba való átmenetkor végeztetnék, melyben a potencziál zérus: tehát sík lemez esetében a saját síkjában fekvő, de kerületén kivül eső pontba (**479**) való átmenetkor végeztetnék.

Így midőn az m intenzitású északi sark a déli felülettől, mely őt vonzza és melyben a potencziál — $2\pi j$, átvitetik a

lemez meghosszabbításába, hol a potencziál zérus, $2\pi jm$ munka kivántatik meg; hogy azután innét átvitessék az északi felületre, mely taszítja és a melyen a potencziál $+2\pi j$, ismét ugyanannyi munka kivántatik meg: úgy, hogy eme sarknak az első felületről a másikra való átvitele egészben véve $4\pi jm$ munkát kiván meg.

481. Ha pedig a sarkot tartanók fogva és a lemez volna mozgékony, ez utóbbi addig fordulna, míg az előbbi felé ellenkező felületét fordítaná, és az érintkezésig közelednék hozzá.

A **480.** pont (4) képletben előforduló $m\omega$ szorzat az m pontból kiinduló s a lemezen áthatoló teljes $\mathcal{N}$ erő-áramlást (**340**) jelenti; feltéve, hogy az ezen pontból létesített mágnesi tér a lemez negativ oldala felé irányított,

$$m\omega = -\mathcal{N}$$

tehető s (4) a következőleg alakul:

$$E = -\mathcal{N}j, \tag{5}$$

mely azt fejezi ki, hogy *a mágnesi lemez potencziális energiája az intenzitásából és a rajta átmenő erő-áramlásnak szorzatából van megadva.* Ez a tétel, melyet itt csak egy különös esetre állapítottunk meg, általánosan érvényes.

482. Legyen adva két mágnesi lemez, melyek intenzitásai j és j'; ha az elsőből kiáramló teljes erő-áramlás, $\mathcal{N}$ a másodiknak a negativ oldalán átmegy, ez utóbbinak energiája $-\mathcal{N}j'$; hasonlóképen az elsőnek energiája $-\mathcal{N}'j$, ha $\mathcal{N}'$ a rajta átmenő, a másodikból kiinduló erő-áramlást jelenti. Minthogy ez a két mennyiség együttvéve kifejezi a mágnesi erők munkáját, mialatt a két lemez egymástól a végtelenig eltávolodik, egymás között egyenlők lesznek, vagyis

$$\mathcal{N}j' = \mathcal{N}'j$$

miből

$$\frac{\mathcal{N}}{j} = \frac{\mathcal{N}'}{j'} = \mathbf{M},$$

s így egy lemeznek a másikra vonatkozó helyzeti energiája:

$$E = -\mathcal{N}j' = -\mathcal{N}'j = \mathbf{M}jj'$$

hol **M** egy a rendszer geométriai viszonyaitól, vagyis körvonalaik alakjától és viszonyos helyzetétől függő állandót jelent s a két lemez **kölcsönös indukczió-együtthatójának** nevezik.

483. A köralakú lemez potencziáljának (3) alatti kifejezéséből és a **473.** p. (7) képletének alkalmazásával most le fogjuk vezetni a P pontban (714. ábra, 458. lap) és az OP irányban ható mágnesi erőt.

E végből tekintsünk egy második P' pontot, mely O-tól és A-tól r', illetőleg l' távolságban van, és a melyben a potencziál értéke:

$$\mathfrak{V}' = 2\pi j \frac{d'-r'}{d'}.$$

Az erő középértéke ezen pontok között és a PP' irányban:

$$\mathfrak{F} = \frac{\mathfrak{V}-\mathfrak{V}'}{r'-r} = 2\pi j \left[\frac{1}{r'-r}\left(\frac{d-r}{d} - \frac{d'-r'}{d'}\right)\right].$$

A rekesz jelben levő kifejezés, ha közös nevezővel látjuk el, a következő alakot ölti:

$$\frac{dr'-d'r}{dd'(r'-r)} = \frac{d^2r'^2-d'^2r^2}{dd'(dr'+d'r)(r'-r)},$$

és mivel $d^2 = r^2 + R^2$, $d'^2 = r'^2 + R^2$:

$$\frac{R^2(r'^2-r^2)}{dd'(dr'+d'r)(r'-r)} = \frac{R^2(r'+r)}{dd'(d'r+dr')},$$

és tekintve, hogy $r = r'$ esetében d is $= d'$, úgy:

$$\mathfrak{F} = 2\pi j R^2 \lim_{r=r'}\left[\frac{r'+r}{dd'(d'r+dr')}\right] = 2\pi j\, R^2 \left(\frac{2r}{2d^3r}\right),$$

$$\mathfrak{F} = 2\pi j \frac{R^2}{d^3} \tag{4}$$

$\mathfrak{F}$ azt az erőt fejezi ki, melylyel a lemez az ő északi felülete elé P pontba helyezett egységnyi északi sarkra hat. Ha pedig P-ben m intenzitású sark volna, ez a következő hatásnak volna alávetve:

$$\mathfrak{F}m = 2\pi j \frac{R^2}{l^3} m,$$

mely hatás vonzó vagy taszító volna a szerint, a mint m a szemközt álló felülettel különnevű vagy egynevű.

Ezt a kis számítást azért végeztük, mert a következőkben (507) fontos alkalmazását fogjuk látni. Megjegyezzük még, hogy midőn a sark P-től a lemez felé közeledik, a mágnesi erő nő, és midőn már az északi felület középpontjába esik, mikor is $l = R$, az

$$\mathcal{F}_o m = \frac{2\pi j m}{R}$$

erő hat reá, mely a sarknak és köralakú lemeznek intenzitásával összetett, a sugárral pedig fordított viszonyban van.

484. Eddigelé feltettük, hogy más mágnesek közelléte nem változtatja meg valamely mágnes mágnesi tulajdonságait: a sarkokat és a mágnesi nyomatékokat s velök a szabad mágnesség elosztását állandóknak tekintettük. Azonban az elektromos megosztás tanulmányozása (311) után jogos a kétség, hogy talán a mágnesség körében is van hasonló tünemény, mely esetben eddigi összes megfontolásainkat módosítanunk kell.

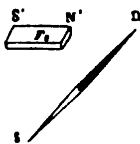
Az elektromos testeknek a természetes állapotban levő testekre irányuló vonzását akként magyaráztuk, hogy felismertük, hogy az utóbbiak az előbbieknek hatására elektromosakká válnak. Ugyanez esik meg a vassal és minden más testtel, melyet a mágnesek vonzanak a nélkül, hogy ő maga is mágnes volna. Vegyünk ugyanis egy vasrudacskát, melyhez a vasreszelék nem tapad, s ezután tegyük egy mágnesnek például északi sarka elé: most már tapad reá a reszelék. Ezenkívül ha valamely *sn* mágnestűt (715. ábra) helyezünk az *SN* mágnes megosztásának alávetett *S'N'* vasrudacska végei közelébe, egyik sarka taszíttatik, a másik pedig vonzatik, mint ha a vas olyan szerkezetű mágnes volna, mely az *SN* mágnes megosztó sarka felé ellenkező nevű sarkot fordít.

A mágnesek megosztásának alávetett vas nem csupán a reszeléket vonzza magához, hanem eltarthat még egy másik

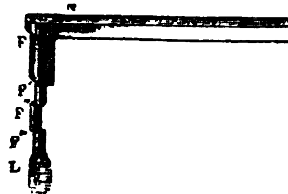
vasrudacskát is, mely maga is mágnessé válván, eltarthat egy harmadikat, és így tovább, miként a 716. ábrán látni.

A mint eltávolítjuk a mágnest, valamennyi vasdarab leesik; de leesik akkor is, ha a mágnest a helyén hagyva, a megosztó





715. ábra.



716. ábra.

Mágnesi megosztás.

sark közelébe egy másik mágnes ellenkező sarkát viszszük, mely a vasban ellenkező mágnességet gerjesztvén, az előbbeni sark hatását lerontja.

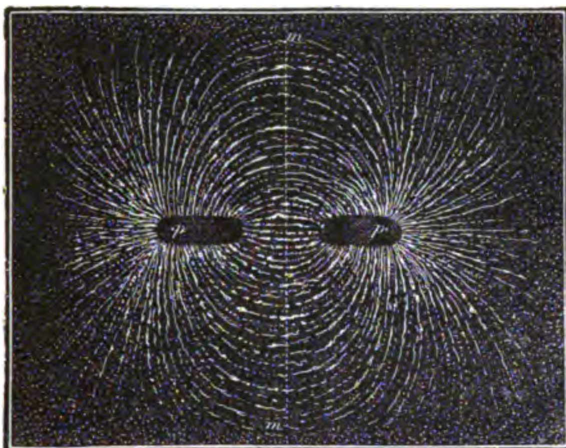
485. Általában valamely vasdarab, mely valamely mágnesi térben fekszik, mágnessé válván a tértől megosztásban, vagy a mint szintén mondjuk, **mágnesi indukczió**ban részesül. Minden részecskéje elemi mágnessé (**470**) válik, melynek tengelye az erővonal érintője, vagy a mi ugyanazt mondja, melynek tengelye a mágnesi tér illető pontjában működő mágnesi erők eredőjének irányába esik. De szem előtt kell tartani, hogy ez az eredő, valamint a mágnesi tér minden tulajdonsága, nem csupán csak az indukáló mágnességtől, hanem az indukálttól is függ. Az utóbbinak hatása csak akkor hanyagolható el, ha a megosztásnak alávetett vasdarab igen kicsiny.

486. Ezt előrebocsátva, tegyünk egy mágnesre kártyapapirost s szitáljunk erre vasreszeléket; ez a p és p' sarkokban (717. ábra) összehajló szálakká tömörül össze, melyek a semleges öv környékén ívalakúak. Hogy eme **mágnesi kép** alakulását előmozdítsuk, czélszerű a papirost gyengén ütögetni.

Mindegyik vasszemecske indukczió révén mágnessé válik:

tengelye a mágnesi eredő irányában helyezkedik el, és a szomszédos szemecskékre hatván, ezeknek szálakká való összefűződését előmozdítja, mely szálak az erővonalakat követik.

Sőt a mágnesi képek igen kényelmes módot nyujtanak valamely mágnesi tér megvizsgálására. Hasonlítsuk például

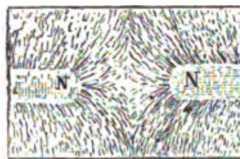


717. ábra. Mágnesi kép.

össze a 718. és 719. ábrabeli képeket, s azonnal szembeötlik az erővonalak különböző menete a két esetben: az elsőben az egyik mágnes északi sarkától a másiknak déli sarkához futnak, e sar-



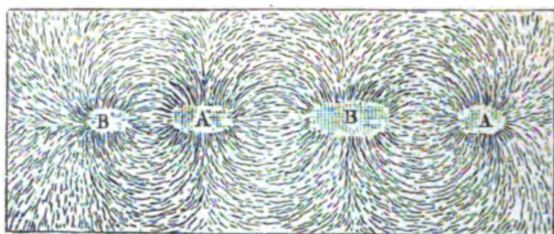
718. ábra.
Erővonalak vonzáskor.



719. ábra.
Erővonalak taszításkor.

kokat mintegy összekötik, s tudjuk, hogy ez esetben vonzás van; a másodikban az egynevű sarkoktól kiinduló erővonalak oldalt térnek, s e sarkok taszítják egymást.

Némelykor egy egyedüli rúd mágnesi képe a 720. ábrabeli alakokat veszi fel. Ez annak a jele, hogy a rúd nincsen szabályosan mágnesezve, mint a hogy mindig feltételeztük, hanem



720. ábra. Szabálytalanúl mágnesezett rúd mágnesi képe.

hogy úgy tekinthető, mint több prizmatikus mágnesnek együttessége, melyek *A* és *B*-ben, az úgynevezett **váltó pontokban**, egynevű sarkaikkal érintkeznek.

487. A mágnesi indukczió különböző mértékben nyilvánul a különböző vasfajokban; de nem csupán a vas, hanem elmondhatjuk, hogy minden anyag valami módon alá van vetve a mágnesi megosztásnak.

Az aczél, az öntött vas, a vasnak oxidjai és minden vegyülete mágnesekké válnak megosztás révén; ezek után következik a nikel, a kobalt, a chróm, a cerium és a mangán. A többi oly gyengén mágneseződik meg, hogy észrevehető hatásokat csak rendkívül intenziv mágnesi terekben árul el, minőket az elektromos áramok létesítenek, miről később **(547)** fogunk szólani. Az ennyire intenziv terekben azután egy anyag sem marad közönbös; de nem mindegyik viseli magát a vas módjára, mert a megosztó mágnes némelyeket vonz, másokat meg taszít.

Tehát minden anyag **mágneses**; a vas módjára viselkedőket Faraday **paragmágnesi** anyagoknak, a többit pedig, melyek élén a bizmut áll, **diamágnesi** anyagoknak nevezte **(552)**.

488. Az **indukált mágnesség** részint **ideiglenes**, vagyis a mágnesező erő megszüntével elenyészik; részint **maradandó.** A *lágyvas*ban csaknem teljesen eltünik, miért is lágyvasból csak *ideiglenes mágnesek* készíthetők.

Ellenben a közönséges vas, a benne levő tisztátlansághoz és keménységének fokához képest, jókora mennyiségű *maradékmágnességet* tart meg még akkor is, midőn az indukáló mágnesi térből eltávolítjuk. Az aczél, különösen pedig a keményített aczél aránylag nehezen mágneseződik, de felvett mágnességének legnagyobb részét megtartja; belőle készülnek a *maradandó mágnesek.*

A **mágnesi merevség** (változatlanság) bizonyára határeset: nincs mágnes, mely a mágnesi tér hatása iránt egészen közönbös maradna, hanem időlegesen erősebbé vagy gyengébbé válik a szerint, a mint a megosztással gerjesztett mágnesezés a már meglevővel egyértelmű vagy ellenkező értelmű. Ezt a változékonyságot, miként a **484.** pontig tettük, csak megközelítésképen szabad elhanyagolni, és a midőn aránylag gyenge terekbe helyezett erős mágnesekkel van dolgunk.

Hogy fogalmunk legyen, hogy mennyire bonyolítja a tüneményeket, csak a következő *mágnesi parodoxon*t említjük fel. Valamely erős mágnes északi sarka, míg egy gyengén mágnesezett tű északi sarkától bizonyos távolságban van, e sarkot szabályszerűen taszítja, de vonzza, ha igen közel van hozzá, mert ekkor a tűben indukált mágnesség elnyomja a tűnek már meglevő mágnességét.

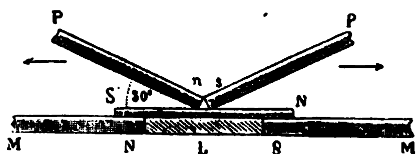
489. Valamely **aczéldarab megmágnesezése** czéljából elegendő az aczélt egyenletes mágnesi térbe helyezni, és ha rúdról van szó, hosszával a tér irányába fektetni. Így például vaspálczát csak bizonyos ideig az inklinácziós tű (**455**) irányában kell tartani, hogy megmágneseződjék, és a Földnek eme hatása magyarázza meg, hogy egész szigorúan véve nincs s olyan vasdarab, mely nem volna mágnesezve. Továbbá az a

megfigyelés tétetett, hogy a mágnesi térben levő fém megrázása, megütése, megrezdítése megkönnyíti a megmágnesezést, mely térnek különben intenzivnek kell lennie, ha azt akarjuk, hogy a mágnes erős legyen.

A következőkben látni fogjuk, hogy az elektromos áram módot nyujt intenziv mágnesi terek létrehozására (535). Mindazonáltal felsoroljuk a mágnesezés szokottabb módjait, melyek abban állanak, hogy az aczélt mágnesekkel dörzsöljük, s így különböző pontjait változó mágnesi tér hatásának egymásután teszszük ki.

Az *egyszerű vonás* módszere szerint valamely mágnes egyik sarkát a rúd egyik végére teszszük s a rúd másik végeig húzzuk, innét leveszszük s innét az első végére teszszük, és így tovább néhányszor ismételjük ezt a rúd valamennyi lapján; azon a végén, melyet a megosztó sark elhagy, ezzel ellenkező nevű (484) sark keletkezik.

Az *elkülönített vonás* abban áll, hogy mindegyik kezünkbe egy-egy mágnest, *P* és *P'*-t (721. ábra) veszünk, az ellenkező



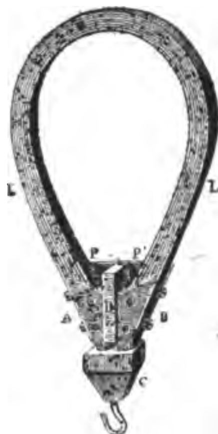
721. ábra. Mesterséges mágnesezés.

nevű *n* és *s* sarkokat a rud közepére teszszük, s ezután egymástól széthuzva a rudon végig húzzuk, a végekről leveszszük, ismét a középre helyezzük s a műveletet ismételjük. A végeken keletkező sarkok itt is ellenkezőek azokkal, melyek őket elhagyják. A mágnesezés intenzitásának fokozására czélszerű a végek alá másik két szilárdan álló mágnesnek *N* és *S* sarkait akként helyezni, hogy a mozgó sarkok hatását támogassák, miként az ábra világosan előtünteti.

A *kettős vonás* módszere szerint a rudat, miként az előbb, két szilárdon álló mágnes ellenkező sarkaira helyezzük, de a mozgó mágnesek *n* és *s* sarkait egy fadarabhoz szorítva tartjuk, s anélkül, hogy őket szétválasztanók, a rudon végig ide-oda húzzuk.

490. A legtöbb esetben a mágnesezés csak a felületi réteget hatja át, mit úgy lehet kimutatni, hogy a mágnest savba teszszük, mely eme réteget leoldván, a rudat mágnességétől megfosztja. Sőt némelykor megesik, hogy az ily módon feltárt belső rétegek ellenkező nevű sarkiasságot árulnak el.

Ez oknál fogva egyenlő súly mellett erősebbek a számos aczél-lemezből álló mágnesek, mely lemezek külön-külön mágneseztetnek meg s ezután **mágneses nyalábbá** egyesíttetnek. A 722. ábra egy Jamin-féle maradandó mágnest tüntet elő, mely patkóalakban összehajtott *LL'* aczéllemezekből akként van öszszeállítva, hogy végeik az *A*, illetőleg *B* lágyvas-tokokba vannak szorítva, mely tokokat a *D* sárgaréz-darab tartja össze.



722. ábra.
Jamin-féle mágnes.

491. A patkó-alak azért kényelmes, mert a két sarki felület egymáshoz közel esik, s *horgonyt* lehet rájuk tenni, vagyis egy *C* lágyvas-darabot, mely megosztás révén a mágnes sarkaival ellenkező sarkokat nyervén, erősebben tapad oda és nagyobb súlyt tarthat. Nyilvánvaló, hogy valamely mágnes **teherbírása** mágnesezésének intenzitásától függ, de függ még a sarki végeknek és a horgonynak alakjától. Idővel meggyengül, különösen ha a mágnes rázkódásoknak van kitéve, vagy ha hosszabb ideig, bár gyenge, de olyan mágnesi térben fekszik, mely ellenkező mágnesezést indukál benne. Az intenzitás, s ezzel a teherbírás

is, jobban megmarad, ha gondunk van rá, hogy a mágnes saját horgonyával *fegyverezve* maradjon, mert ez esetben olyan rendszert alkot, mely a zárt szolenoidok nyalábjához **(471)** nagyon hasonlít. Sőt a horgonynak a mágnesre való visszahatása mágnesezését az idővel fokozza, úgy, hogy egy napig tartó érintkezes után tapasztaljuk, hogy a teherbírás tetemesen fokozódott. De a mint a horgonyt leveszszük, legott alászáll.

492. Annyi bizonyos, hogy ha egy kellőképen keményített, jó aczélból való mágnest elkészítése után hosszabb ideig nyugalomban hagyunk s más mágnesektől kellő távolságban tartunk, olyan molekulai szerkezetet vesz fel, mely állandóan megmarad, s ekként módunkban van egymással összehasonlítható mágnesi tereket létesiteni. Mindazonáltal figyelemmel kell lennünk a mérsékletre, mely egyébiránt, ha csak a légköri változásoktól függ, csak mulékony hatással van a mágnesezés intenzitására, úgy, hogy elegendő megközelítéssel használhatjuk a következő képletet:

$$\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_0 \ (1 - at),$$

hol $\mathfrak{M}$ és $\mathfrak{M}_0$ a $t°$-on, illetőleg 0°-on való mágnesi nyomatékok, a pedig az aczél minőségétől függő együttható.

Tudjuk már, hogy magasabb mérsékletre nézve e képlet nem állhat meg, mert a mágnesezés maradandóan gyengül s a vörös izzásban egészen eltünik **(549)**.

493. Mindezekről a jelenségekről azzal a feltevéssel adhatunk számot, hogy a mágneses testek részecskéi mind megannyi szabályszerű elemi mágnesek. Midőn a test nincs semmi mágnesező hatásnak alávetve, ezek az elemi mágnesek, teljesen kölcsönös hatásaiknak átengedve, minden lehető módon el vannak helyezkedve, és valószínűleg zárt szolenoidokat **(471)** alkotnak, úgy, hogy semmi határozott irány sem érvényesül; és ekkor a test semmiféle mágnesi hatást sem mutat, nincs megmágnesezve. De midőn mágnesi térbe kerül, elemi mágne-

seinek tengelyei olyan irányt igyekeznek felvenni, a milyen irányú a mágnesi tér azokban a pontokban, melyekben ezek az elemi mágnesek vannak, mi annál intenzivebb mágnesezést von maga után, mentül inkább engednek eme hatásnak. Erre a fontos tárgyra a XLV. fejezet végén még visszatérünk.

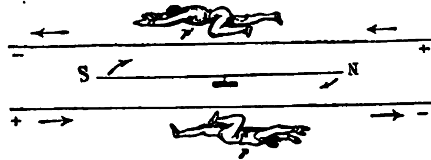
XLV. FEJEZET.

ELEKTROMÁGNESES HATÁSOK.

494. Mágnesi teret a Földön és a mágneseken kívül még az elektromos áram is létesithet.

Az első ide vonatkozó megfigyelést Romagnosi tette, de mindenki Oersted nevével kapcsolatban említi, a ki nem mulasztotta el, hogy nyilvánosságra hozza a tőle újra fölfedezett azt a tényt, hogy a mágnestű egy, az elektromos áramtól átfutott drótra merőlegesen elhelyezkedni igyekszik.

Oersted kisérlete könnyen ismételhető. A mágnesi délkör-



723. ábra. Oersted kisérlete.

ben rézdrót **(451)** van kifeszítve; egyik végével valamilyen telep egyik sarkához van kapcsolva. A legkevésbbé sem téríti a közelében levő mágnestűt mindaddig, míg az áramkör nyitva van, mert a réz mágnesi tulajdonságai igen gyengék, de legott kitéríti a mágnesi délkörből, mihelyest vele az áramkört zárjuk, és a kitérés mindaddig tart, míg az áram átfutja.

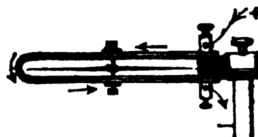
A tű északi sarka a megszemélyített áram balkeze felé tér ki, vagyis a balkeze felé azon megfigyelőnek, ki az áram mentén úszva a tűre néz (723. ábra).

495. Ha a drót a tű fölött a mágnesi délkörre merőlegesen van kifeszítve, és ha benne az áram nyugatról kelet felé, azaz úgy kering, hogy az északi sark a balkeze felé esik, a tű megtartja természetes helyzetét, azaz nem mozdul ki a mágnesi délkörből.

Ez a kisérlet a megelőzővel egyetemben arról tanuskodik, hogy *a tű mindegyik sarkát érő hatás merőleges az áram irányára.*

496. De ha a tű felé fordított drót, mely ez esetben szigetelő réteggel van bevonva, össze van hajtva, semmi kitérés sem mutatkozik; nem mutatkozik még akkor sem, ha ágainak egyike



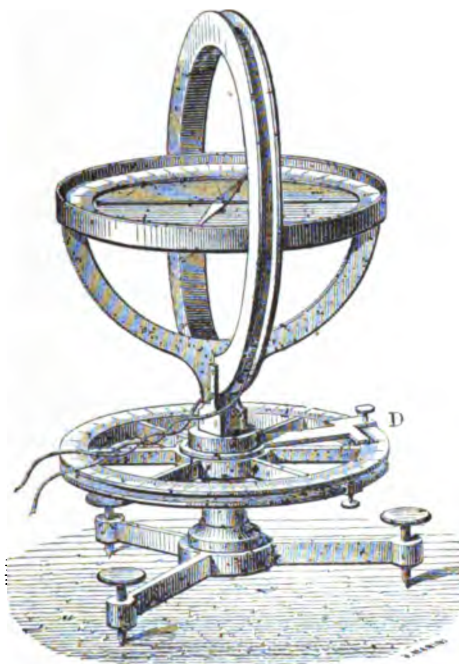


724. ábra. 725. ábra.
Elektromos áram hatása a mágnestűre.

a helyett, hogy a másikkal párhuzamos volna, ennek közelében görbületekkel fut végig (724. ábra); ebből következik, hogy a a drót minden egyes kicsiny darabjának mágnesi hatása egyértékű azzal a hatással, melyet adott irányban való vetülete (I, **40**) létesítene. Hallgatagon fel van tételezve, hogy a mágnestű a görbületek síkjában van s hogy e görbületek nem nagyok.

Ha azonban a visszatérő drót a tű ellenkező oldalán fekszik, úgy, hogy az egész drót a tűt körülfogja (725. ábra), a **494.** pontbeli szabályból következik, hogy mind a két ág egyazon hatás létesítésére működik közre, és a kisérlet ezt be is igazolja, mert a kitérés nagyobb, mint a midőn csak egy ág hat.

497. Ezt előrebocsátva lássuk a 726. ábrabeli készüléket, melyet használatának módja szerint majd **sinus-galvanométer**nek, majd **tangens-galvanométer**nek nevezünk. Ez függélyes tengely körül forgatható gyűrű-alakú keretből áll, melynek középpontjában egy igen rövid mágnestű van elhelyezve; e tű mind a két végén észre nem vehető mágnességű anyagból



726. ábra. Galvanométer.

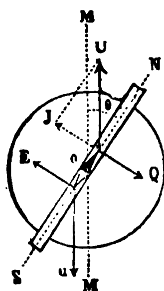
készült mutatókkal van meghosszabbítva, hogy a beosztott vízszintes körön leolvasható kitérések tágasabbak legyenek.

A függélyes tengely körül forgatható keret szögmenti elmozdulásai az alsó körnek beosztásán olvashatók le; e kör fölött a *D* alhidáda fut.

498. Először is állítsuk be a keretet a mágnesi délkörbe,

azaz forgassuk addig, míg a tű a keret síkjában marad, mikor is a felső kör zérus-osztáspontjára mutat.

Vegyünk selyemmel, kaucsukkal, vagy kellőképen szigetelő más anyaggal bevont hosszú drótot, s tekerjük egyszer a keret körül, fölös részeit pedig fonjuk össze, hogy ne létesítsenek semmi hatást a tűre **(496)** még akkor sem, ha áram kering bennük. Zárjunk ezzel a dróttal valamely telepet: a tű, északi sarkával a megszemélyesített áram balkeze felé **(494)**, legott kitér. Ezután a keretet forgatva kövessük a tűt, és ekkor azt fogjuk találni, hogy a tű bizonyos állásban, mely a mágnesi délkörrel ϑ szöget zár be, az áram és a Föld egyesült hatása alatt ismét a felső kör zérus-pontjára mutat.



727. ábra. Az áram hatása a mágnestűre.

Legyen MM' (727. ábra) a mágnesi délkör iránya, SN pedig a keretnek és egyúttal a tűnek iránya, mely a délkörrel ϑ szöget zár be.

Mindegyik sark két erőnek van alávetve: az áramtól származónak, mely merőleges **(492)** SN-re s melyet Q-val fogunk jelölni, azután a Földtől származónak, mely párhuzamos a mágnesi délkörrel s melyet U-val fogunk jelölni. Bontsuk szét ez utóbbit két összetevőre: egyre, mely SN-nel párhuzamos és egyensúlyozva van, mert az O forgástengely szilárd, és egy másodikra, I-re, mely merőleges SN-re és Q-val ellenkező. Hogy egyensúly fennálljon, kell hogy

$$I = Q$$

legyen.

De $I = U \sin \vartheta$, és ha m a mágnessark intenzitása és H a földmágnesi tér vízszintes összetevője **(467)**, úgy $U = Hm$. Hogy tehát a tű megmaradjon a keret síkjában, mely a mágnesi délkörrel ϑ szöget zár be, az áramnak mindegyik sarkra ható Q kitérítő ereje a következő feltételnek tartozik eleget tenni:

$$Q = Hm \sin \vartheta. \qquad (1)$$

499. Vizsgáljuk most meg, mi módon függ ez a Q erő a mágnessark m intenzitásától, a köráram sugarától és a drót tekervényeknek a kereten való számától.

1. Cseréljük fel a készülék tűjét egy másik tűvel, a többit hagyjuk úgy, a mint van: az egyensúly a legkevésbbé sincs megzavarva, mert a ϑ szög épen nem változik; ha tehát az új tű sarkainak intenzitása m', az új erő pedig, melylyel az áram rájuk hat Q', úgy a következő egyenletnek kell állania:

$$Q' = Hm' \sin \vartheta,$$

Innét kitűnik, hogy *az áram hatása arányos a mágnessark intenzitásával.*

2. Ha az eddigelé használt R sugarú keretet egy másik, R' sugarú kerettel helyettesítjük és a drótot e körül is csak egyszer vezetjük körül, azt találjuk, hogy a keretet egy másik, ϑ' helyzetbe kell allítni, ha azt akarjuk, hogy a tű a síkjában maradjon. Ha a tű igen rövid a keret átmérőjéhez képest, úgy, hogy mind a két sarkát az áram minden pontjától egyenlő távolságban levőnek tekinthessük, a kisérlet azt mutatja, hogy egyensúlykor a következő feltételnek kell állania:

$$R' \sin \vartheta' = R \sin \vartheta.$$

Ennélfogva a köráram a középpontjában levő sarkra

$$Q' = Hm \sin \vartheta' = Hm \frac{R}{R'} \sin \vartheta$$

erővel hat, mely *fordított viszonyban van a sugárral,* miként ez kitűnik, ha ezen egyenletet az (1) egyenletnek megfelelő tagjaival elosztjuk.

3. Ha ezután a drótot kétszer vezetjük körül, az áram hatása megkétszereződik, s általában arányos a drótnak a tű körül való tekervényei n számával.

Ennélfogva n egyenlő áram $F = nQ$ erővel hat, mely n-szerese az egyes áram Q erejének. Ha már most a telep al-

kalmas megválasztásával azt találjuk, hogy egy egyedül való áram ugyanezzel az F erővel hat, jogosan feltehetjük, hogy az előbbeni n számú áram mindegyikénél n-szerte erősebb.

Mondhatjuk tehát, hogy *az áram a saját intenzitásával (i) arányosan hat valamely mágnessarkra.*

Ezt a három törvényt a következő képlettel fejezhetjük ki:

$$F = h \frac{mi}{R}, \qquad (2)$$

hol h állandó együttható.

500. Legyen F az egész $2\pi R$ hosszaságú köralakú áram hatása a kör középpontjában levő mágnessarkra; belátjuk azonnal, hogy ugyanezen kör s elemének hatása

$$F \frac{s}{2\pi R} = \frac{h}{2\pi} \frac{mi}{R^2} s$$

fog lenni, mert hiszen a köráram egyes elemei nyilván egyenlően hatnak a mágnessarokra.

Látjuk tehát, hogy a mágnessarkhoz húzott egyenesre merőleges áramelem hatása merőleges a rajta és a sarkon átmenő síkra, fordítva arányos távolságuk második hatványával, arányos az áramelem hosszával, a sark erősségével s az áram intenzitásával.

Ha az áramelem nem merőleges a sarkhoz húzott egyenesre, akkor a **496.** pontban tett megfigyelés értelmében az elemen keresztülmenő, az összekötő egyenesre merőleges síkra kell az elemet vetíteni; ha γ az áramelem s a sarkhoz húzott egyenes közé fogott szög, ez a vetület $s \,.\, sin\, \gamma$ s így az **áramelem elektromágnesi hatásának alaptörvényét** a következő képlet fejezi ki:

$$F_s = \frac{h}{2\pi} \frac{mi}{R^2} s \sin\gamma \,. \qquad (3)$$

Ez *Biot-Savart* törvénye.

Megjegyezzük még, hogy míg az áramelem hatása a mágnessarkra a távolság négyzetével fordítva arányos, addig a vég-

telen hosszú egyenes áram hatása a távolsággal egyszerüen fordítva arányos.

Ez (3)-ból mennyiségtani úton kimutatható és kisérletileg is igazoltatott.

501. Az **áram abszolut** *C. G. S.* **egységét elektromágnesi mértékben** akként állapítjuk meg, hogy az elektromágnesi hatás alaptörvényét kifejező (3) képletben $\frac{h}{2\pi} = 1$ tétetik, a miből

$$h = 2\pi.$$

Ezt a képletbe bevivén:

$$F = 2\pi \frac{mi}{R}. \quad (4)$$

Ha már most $i = 1$, $m = 1$ és $R = 1$ tétetik, világos, hogy ezzel az az áram fogadtatott el egységül, mely 1 cm sugarú körben keringvén, a középpontban levő egységnyi mágnessarkra $2\,\pi$ din erőt fejt ki.

Másrészt **483.** pontban láttuk, hogy j intenzitású, köralakú mágnesi lemez az ő egyik lapjának középpontjába helyezett m sarkra akkora erővel hat, mely a (4) képletbelitől csakis az állandó együtthatóban különbözik.

Miként ebben a különös esetben, úgy általánosan is kimutatható, hogy valamely áramnak egy sarkra ható mágnesi ereje arányos azon erővel, melylyel ugyanezen sarkra az a mágnesi lemez hatna, melynek határvonala megegyezik az áramvezetőt alkotó görbével.

Megjegyezzük még, hogy a **478.** p. (2) képlete szerint az áram intenzitása ekként fejezhető ki:

$$i = \frac{m_1 l}{\pi R^2}, \quad (5)$$

mondhatjuk tehát, hogy az abszolut elektromágnesi egységgel azon áram egyenlő, mely $\pi R^2 = 1$ területű körben keringve egyértékű azon lemezzel, melynek mágnesi nyomatéka $m_1 l = 1$.

Azonban bizonyos megállapodásoknál fogva, melyekre később (**575**) még visszatérünk, az elektrikusok kongresszusa *gyakorlati egységül* az előbbeni egység tized részének elfogadását ajánlotta, s ezt az egységet **ampère** névvel ruházta fel; ennélfogva *10 ampère egyenértékű az abszolut* C. G. S. *egységgel.*

502. Az áramok mérésére közönségesen használt műszereket árammérőknek vagy galvanométereknek nevezzük.

Térjünk vissza a 726. ábrában előtüntetett műszerre, s lássuk, hogy miként kell ezt sinus-galvanométer gyanánt használni. Tekerjük fel n-szer az áramvezetőt az R sugarú keretre, zárjuk a telep áramkörét s adjuk meg a keretnek a megkivántató állást, hogy a tű a keret sikjában maradjon (727. ábra). Ha az áram intenzitása i, az n menetnek a kör középpontjában ható mágnesi ereje (**501**):

$$\frac{2\pi nim}{R},$$

mely erővel a Föld mágnes hatásának a **498.** p. (1) képletében kifejezett összetevője tart egyensúlyt, minélfogva:

$$\frac{2\pi nim}{R} = Hm \sin \vartheta,$$

és innét:

$$i = \frac{HR}{2\pi n} \sin \vartheta. \qquad (1)$$

503. Az áram mérése hamarosabban vihető ki, ha ugyanezt az eszközt **tangens-galvanométerül** használjuk, mert a keretet meghagyjuk a mágnesi délkörben, és a felső vízszintes körön azt az α szöget olvassuk le, melylyel a tű az áram hatása miatt kitérve marad. Ha ez a szög legfeljebb 30 fok körül jár és a tü rövid, az áram intenzitása elegendő megközelitéssel arányos α tangensével.

Hogy ugyanis az egyensúly létrejőjjön, kell hogy a földi

vízszintes összetevőnek, U-nak (728. ábra), és a Q erőnek a tűre merőleges összetevői egyenlők legyenek, vagyis kell hogy

$$I = K,$$

vagyis hogy

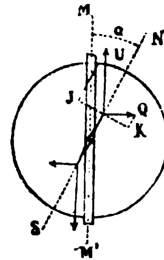
$$U \sin a = Q \cos a$$

legyen. Azonban

$$U = Hm,$$

és ha elhanyagoljuk a sarknak az R sugarú köráram meneteinek síkjából való eltávolodását, úgy **(507)**:

$$Q = 2\pi n \frac{im}{R}. \qquad (2)$$



728. ábra. Az áram hatása a tűre a tangensgalvanométerben.

Helyettesítés után tehát:

$$H \sin a = \frac{2\pi}{R} ni \cos a,$$

vagy szintén

$$i = \frac{HR}{2\pi n} \operatorname{tg} a. \qquad (3).$$

504. Ez a képlet, valamint az **502.** p. (1) képlete, ha

$$\frac{R}{2\pi n} = G \qquad (4)$$

tétetik, a következő alakokat veszi fel:

$$\left.\begin{array}{l} i = GH \operatorname{tg} a \\ i = GH \sin a \end{array}\right\} \qquad (5)$$

hol H a földmágnesi tér vízszintes összetevője és G a galvanométernek úgynevezett **redukáló állandója**, mely csakis a készülék méreteitől függ. Ha csak arról van szó, hogy különböző áramokat egyazon készülékkel hasonlítsunk egymással össze, úgy ezen együttható értékét nem kell ismernünk. De ha megolvassuk a menetek n számát és gondosan megmérjük a keret R sugarát, nem nehéz ezt az értéket a (4) képlettel kiszámítani.

Ha ekkor még a földmágnesség H vízszintes összetevőjét ismerjük **(468)**, meghatározhatjuk az **áram intenzitását abszolut mértékben**, azaz az **501.** pontban meghatározott mér-

tékegységben. És az ekként kapott értékek egymással mind összehasonlíthatók, bármely időben és bármely helyen történt is a meghatározás, és bármilyen galvanométer szolgált erre a czélra.

505. A redukáló együtthatónak (4) alatti kifejezését azon feltevéssel [**499,** (2)] vezettük le, hogy a tű két sarka közelítőleg a kör középpontjába esik. A tangens-galvanométerre nézve ezen felül még feltettük (**503**), hogy a tű sarkai nem lépnek ki az áram síkjából. A megközelités tehát annál jobb, mentül rövidebb a tű, mentül nagyobb az áramkör sugara és mentül kisebbek a kitérései. Csakhogy ekkor a leolvasás meg van nehezítve a sarkoktól leírt ív rövidsége, illetőleg ezen ív csekély fokszáma miatt.

Említettük már (**497**), hogy a bajon akként segíthetünk, hogy a tűt hosszú mutatóval látjuk el; még sokkal czélszerűbb, ha a tűre kis tükröcskét erősítünk: az egészet selyemszálra függesztjük fel és megmérjük a szögét azon eltérítésnek, melyet egy visszavert fénynyaláb szenved, miként a **30.** pontban tanultuk. Ezzel a fogással, nem tekintve, hogy a mérendő szögnél kétszer akkora szöget olvasunk le, olyan helyzetbe jutunk, mintha néhány méternyi hosszú mutatót használnánk, mert ekkora lehet a tükröcske és a skála közötti távolság.

506. A **reflexiós** vagy **tükrös galvanométerek** kétféle módon alkalmazhatók: messzelátóval, miként a **30.** p. 425. ábrájában látható, vagy pedig akként, hogy egy fényforrás valódi képét a skálára vetítjük, miként a **429.** p. 689. ábrájában látható.

Ez utóbbi esetben a tűt homorú tükröcskével látjuk el, vagy pedig a sík tükröcske elé gyüjtő lencsét helyezünk.

A galvanométereknek, alkalmazásuk különböző eseteinek megfelelőleg, számtalan alakot adtak. Érzékenységők annál nagyobb, mentül kisebb a redukáló együtthatójuk; mert ekkor,

miként az (5) alatti képletből kitünik, adott intenzitásnak nagyobb kitérés felel meg.

Ha azt akarjuk, hogy nagyon erős áramok is csak kicsiny kitéréseket (**505**) hozzanak létre, kell hogy a redukáló együttható nagy legyen és hogy ennélfogva a drótnak a keret körül kevés menete legyen. Ezen kívül még a tűt a mágnesi délkörben tartó mágnesi tér erejét is fokozhatjuk oly módon, hogy a Föld irányító erejének hatását egy mágnesével öregbítjük, mely mágnest déli sarkával észak felé fordítva, a tű alá helyezzük; továbbá a galvanométeren keresztül, miként látni fogjuk (**581**) a mérendő áramnak csak egy részét vezethetjük.

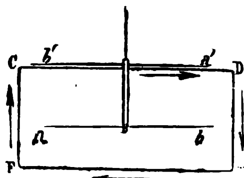
Igen gyenge áramok esetében czélszerűnek látszik, hogy a tekervények *n* száma nagy legyen; de ez nem mindig áll, mert a mint látni fogjuk, az áram intenzitása az áramkör hosszával csökken (**605**); különben a kérdés megvitatását későbbre kell hagynunk.

Ez esetben bizonyára helyén való, hogy a mágnesi tér intenzitását csökkentsük, mit úgy érhetünk el, hogy a mágnes északi sarkát észak felé fordítjuk; ilyen mágnest a **429.** p. 689. ábrájában *M*-ben látunk. A mágnest ebben az alkalmazásában *kompenzáló mágnesnek* szokás nevezni. A szerint, a mint ezt a mágnest a tűtől távolabb vagy a tűhöz közelebb helyezzük el, a mágnesi tér intenzitása fokozódik, illetőleg csökken, s ezzel együtt csökken, illetőleg fokozódik a készülék érzékenysége.

507. Ugyanezen czél elérésére egy más fogás alkalmaztatott **Nobili galvanométeré**ben, melyben selyemszálon két tűnek *asztatikus rendszere* függ, mely két párhuzamos, de ellenkező állásban összefoglalt tűből áll. Az *ab* alsó tű (729. ábra) a keret tekervényei között van, míg az *a'b'* felső tű ezeken kívül marad. Az ábrára tekintve legott látjuk (**494**), hogy mindegyik tekervénynek *CD* darabja azon van, hogy az és *ab'* sarkokat előre mozdítsa, mely mozgást az *EF* darabnak az alsó tűre való hatása még inkább fokozza, a felső tűre való hatása pedig

hátráltatja; csakhogy ez utóbbi hatás a nagyobb távolság miatt jóval gyengébb.

Ily módon az áram a rendszerre erősebb eltérítő hatással



729. ábra. Asztatikus tűk.

van, mint a mekkorával csakis egy tűre volna, és ugyanekkor a Föld irányító hatása nagyon meg van gyengítve.



730. ábra. Nobili galvanométere.

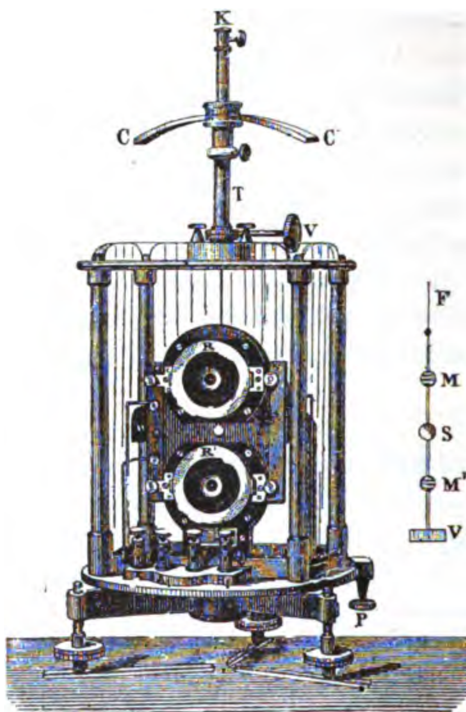
Nobili asztatikus galvanométerét a 730. ábra tünteti elő. Egy selyemgubószál a két tűt tartja; alul a selyemmel szigetelt rézdróttal körülvett keret; a drót végei két csipte-

tőbe vannak szorítva. A felső tű beosztott kör fölött mozog, az alsó a tekercsben. Van egy végtelen csavar, mely fogas kerékbe kapaszkodik, hogy a keretet a függélyes irány körül forgassa, hogy a tekervények a tűkkel párhuzamos állásba jussanak. A három csavarmenetű láb, a gomb és az üvegharang nem szorul magyarázatra. Fölösleges mondanunk, hogy a készülék szerkezete nem tűr vasból való alkotó részeket.

Később a tükröcske is alkalmaztatott, és különböző alakokat adtak neki, melyeknek leírására nem terjeszkedünk ki, mert ha kezünkbe kerülnek, mindjárt látjuk, hogy mi módon működnek.

508. Lord Kelvin galvanométerében (731. ábra) az asztatikus rendszert *M* és *M'* igen vékonyka mágnesek két csoportja alkotja; egy-egy csoport tűi egyformán vannak irányítva, de a két csoport tűi ellentett irányulag vannak szilárdul összekapcsolva. *K*-nál megerősített selyemszálon függő vékony pálczika tartja a két mágnescsoportot s közöttük az *S* tükröcskét; a pálczika végén *V* csillámlemezke van, mely a lengéseket csillapítja. A mágnescsoportokat *R* és *R'* csévék veszik körül, melyeknek drótja *A*, *B* és *A'*, *B'* drótszorító csavarokhoz van vezetve; ha már most a két tekercsben az áramot ellentett irányulag járatjuk, a két mágnescsoport egy irányban tér ki; ha pedig az áramok egy irányban keringenek, hatásaiknak csupán csak különbségét fogja a mágnesek rendszere mérni. Ez okból a készüléket **differencziális galvanométernek** nevezik. A *T* oszlopon fel-alá csúsztatható és forgatható *CC'* mágnes nemcsak az érzékenység mérséklésére szolgál, hanem arra is, hogy a tűket a menetek síkjába be lehessen állítani, ha áram még nincsen átvezetve.

Az összes tükrös galvanométerekben a szögmenti kitérések olannyira csekélyek, hogy a tangens helyett bízvást magát az ívet vehetjük, és ekkor az áram intenzitását az **504.** p. (5) képlete helyett a következő egyszerűbb fejezi ki:



731. ábra. Lord Kelvin galvanométere.

$$i = GH\alpha, \qquad (1)$$

hol $G = \frac{R}{2\pi n}$ az ismeretes redukáló együttható.

509. Eddigelé azt az esetet tekintettük, melyben a galvanométert állandó áram futja át, mely a tű mindegyik sarkára állandóan az

$$F = 2\pi n \frac{im}{R}$$

erővel **(501)** hat, melynél fogva az l hosszaságú és $\mathfrak{M} = ml$ mágnesi nyomatékú tű, midőn az árammal párhuzamos, ettől a következő forgató nyomatékot nyeri:

$$Fl = \frac{2\pi n i \mathfrak{M}}{R}.$$

Tegyük most fel, hogy a tűnek zéruson való, azaz a tekervényekkel párhuzamos állásakor a galvanométerbe egy i intenzitású, de oly rövid t tartamú áramot szökkentünk, hogy a tűnek nincs elegendő ideje, hogy ezen áram tartama alatt észrevehetőleg kitérjen; lássuk tehát, hogy mely pontig fog kitérni az Flt lökő (impulziv) nyomaték hatására.

E végből felállítjuk a következő egyenletet (I, **119**):

$$Flt = \mu\omega,$$

melyben ω azt a szögsebességet jelenti, melyre a tű a t idő lefolyása alatt szert tesz, μ pedig a tű tehetetlenségi nyomatéka. Ez egyenletnél fogva

$$\omega = \frac{2\pi n \mathfrak{M} i t}{R\mu}. \tag{3}$$

Ezután megjegyezzük, hogy az a $\frac{\mu\omega^2}{2}$ eleven erő, melyre a tű ekként szert tesz, egészen a Föld irányító hatásának legyőzésére fordíttatik, mely hatás mindegyik sarkra tényleg O-tól $Hm \sin \alpha$-ig változik, de az olyan csekély kitérésekre nézve, mint a minők most szóban forognak, feltehető, hogy közelítőleg O-tól $Hm\alpha$-ig terjed; ennélfogva a tűre $H\mathfrak{M}\alpha$ forgató nyomatékkal hat, és a munkát, melyet a tű O-tól α-ig való elmozdulásakor végez, meghatározza azon háromszög területe (I, **157**), melynek alapja $H\mathfrak{M}\alpha$, magassága pedig α, vagyis meghatározza

$$\frac{H\mathfrak{M}\alpha^2}{2}.$$

Ha tehát az elfogyasztott eleven erőt a végzett munkával egyenlővé teszszük, úgy (I, **119**):

$$\frac{\mu\omega^2}{2} = \frac{H\mathfrak{M}\alpha^2}{2}, \tag{4}$$

vagy (3) révén:

$$\frac{4\pi^2 n^2 \mathfrak{M} i^2 t^2}{R^2 \mu} = H\alpha^2,$$

honnét

$$it = \frac{Ra}{2\pi n}\sqrt{\frac{H\mu}{\mathfrak{M}}}.$$

Mivel továbbá a csakis a vízszintes összetevő hatásának alávetett tű τ lengés ideje (**459**)

$$\tau = \pi\sqrt{\frac{\mu}{Ul}} = \pi\sqrt{\frac{\mu}{H\mathfrak{M}}} = \frac{\pi}{H}\sqrt{\frac{\mu H}{\mathfrak{M}}},$$

azért, az **504.** p. (4) képletének figyelembe vételével:

$$it = \frac{RH}{2\pi^2 n}\tau a = \frac{GH\tau a}{\pi}, \tag{5}$$

mely egyenlet meghatározza a zéruson álló tűnek az igen rövid t ideig ható i áramtól előidézett a impulziv kitérését, feltéve, hogy ismerjük a csupán csak a H vízszintes összetevő hatására lengő tűnek τ lengésidejét és a galvanométer G redukáló együtthatóját. Az ilyen használatra szánt galvanométernek úgy kell berendezve lennie, hogy tűje lehetőleg lassan lengjen és lassan csillapodjék; neve ez esetben **ballisztikus galvanométer.**

510. Tegyük most fel, hogy az i intenzitású áramra egy igen rövid t_1 ideig tartó i_1 áram következik, erre ismét egy t_2 tartamú i_2 áram, és így tovább. Mindezekre az áramokra nézve áll a (3) alatti képlet, ha tartamuknak $t + t_1 + t_2 + \ldots$ összege olyan kicsinynek vehető, hogy feltehető, hogy mindannyian abban az időben hatnak a tűre, míg nyugalmi helyzetét észrevehetőleg még nem hagyta el.

A tűnek eme közvetetlen egymásután következő áramok hatásától nyert szögsebessége tehát:

$$\Omega = \frac{2\pi n\mathfrak{M}}{R\mu}(it + i_1t_1 + i_2t_2 + \ldots)$$

vagy ha

$$it + i_1t_1 + i_2t_2 + \ldots = \Phi \tag{6}$$

tétetik:

$$\Omega = \frac{2\pi n\mathfrak{M}}{R\mu}\Phi;$$

és a legnagyobb ϑ kitérést nyerjük, ha, miként az előbb (4) alatt, az eleven erőt egyenlővé teszszük a földi mágnesség ellenében végzett munkával:

$$\mu\Omega^2 = H\mathfrak{M}G\vartheta^2,$$

honnét, miként az előbb (5) alatt:

$$\Phi = \frac{GH\tau}{\pi}\vartheta. \tag{7}$$

De a szóban forgó egymás után következő áramok összessége nyilván egyenértékű egy változó intenzitású és a tű lengésidejéhez képest igen rövid tartamú árammal, a milyen volna például azon áram, mely egy drótban kering, melyen át egy leydeni palaczkot sütünk ki. Látjuk tehát, hogy a galvanométer módot nyujt az ilyetén mulékony áramokra vonatkozó Φ mennyiségnek megmérésére.

511. E végből gondoskodnunk kell, hogy a drót guttaperchaburkolattal legyen elszigetelve; egyik végét egy sűrítő külső fegyverzetével és a földdel kötjük össze, másik végét pedig fémgolyócskával és szigetelő markolattal látjuk el, és ennek segítségével a sűrítő belső fegyverzetét érintjük.

Ha a sűrítőt különböző töltésekkel látjuk el vagy pedig különböző számú egyenlő palaczkból állítjuk össze, mindig azt fogjuk tapasztalni, hogy a tűnek ϑ kitérései arányosak a Q töltéssel. De (7) szerint a ϑ kitérés arányos Φ-vel. Ebből tehát következtetjük, hogy a

$$\Phi = it + i_1t_1 + i_2t_2 + \ldots.$$

kifejezés arányos a dróton átmenő Q elektromosság-mennyiséggel; írhatjuk tehát, hogy

$$Q = c\Phi. \tag{8}$$

512. Hasonlóképen írhatjuk az első i áramra nézve, mely a t időn átáramló q elektromosság-mennyiségtől származik:

$$\varepsilon = it \text{ és } q = c\varepsilon.$$

Kimutattuk tehát, hogy:

$$it = \frac{1}{c} q,$$

honnét

$$i = \frac{1}{c} \frac{q}{t}; \tag{9}$$

látjuk tehát, hogy az áram intenzitása arányos a dróton az időegységen átmenő $\frac{q}{t}$ elektromosság-mennyiséggel.

513. A c arányossági tényező nyilván a választott mértékegységektől függ. Az időre, a hosszra és a tömegre nézve, miként eddig (I, **79**), a másodperczet, a czentimétert és a grammot fogjuk elfogadni. Ha ezen felül az elektromosság mennyiségének egységeül a **327.** pontban meghatározott egységet fogadjuk el, melynél fogva két egyenlő és egymástól r távolságban levő q elektromosság-mennyiség levegőben való taszításának Coulomb-féle törvénye az

$$F = \frac{q^2}{r^2} \tag{10}$$

alakot ölti, és ha végre az i intenzitásnak **501.** pontbeli, az áram mágnesi hatására alapított és az

$$i = \frac{FR}{2\pi m} = \frac{\mathfrak{M}}{\pi R^2} \tag{11}$$

képlettel kifejezett meghatározásához ragaszkodunk: a c együtthatónak az egységtől különböző értéke van, mely különböző módszerek segítségével határoztatott meg.

Hogy erről fogalmat szerezzünk, tegyük fel, hogy egy S sugarú vezető gömb el van szigetelve s minden más testtől távol van, úgy, hogy kapaczitásának (**348**) mértéke S. Töltsük ezt a gömböt mindaddig, míg az elektrométer segítségével abszolut mértékben meghatározott V potencziálra nem emelkedik. Ekkor Q elektromosság-mennyiséget közöltünk vele, melyet egy galvanométer drótján keresztül kisütvén, a galvanométerben ϑ impulziv kitérést létesít, mely a (7) képlet segítségével Φ értékét, ezután a (8) képlettel c értékét szolgáltatja.

A valóságban az ilyes mérés kivitele nem olyan egyszerű, de ez az elve. Ily módon találtatott, hogy körülbelül

$$c = 3 \times 10^{10}.$$

Ha megváltoztatjuk a három alapegységet, megváltozik ez az érték is; nevezetesen azt találjuk, hogy független a tömegegységtől, és hogy az idő egységével egyenes, a hossz egységével pedig fordított viszonyban van, mintha valamely sebesség forogna szóban,* és ezen felül a másodperczenkénti 3×10^{10} czentiméter érték közelítőleg megegyezik a fénysebesség **(156)** értékével.

Ezt az együtthatót Weber **válságos sebesség**nek nevezte

514. Azonban a töltés egységének és az áram egységének megválasztása tetszésünktől függ. Így például mi sem gátolhat abban, hogy az áramnak (11) képlettel meghatározott egységét megtartván, az elektromosság egységét akként válaszszuk, hogy a c együttható (9)-ben az egységgel egyenlővé váljék. Jelöljük e-vel azt a számot, mely ezzel az új egységgel ugyanazt a töltést fejezi ki, mely az előbb q-val volt kifejezve, és a (9) alatti képlet a következővé válik:

$$i = \frac{e}{t},$$

az áram intenzitását tehát azon elektromosság-mennyiség fejezi ki, mely a vezetőn az időegységben átömlik.

Ily módon e és i valamely elektromosság-mennyiséget illetőleg az áramerősséget az úgynevezett **elektromágnesi mérték rendszer**ben fejezi ki, mely rendszer azon a megállapodáson alapszik, hogy Coulomb-nak a mágnesi hatásokra vonatkozó

* Hogy c valamely r távolságnak első hatványa és az időnek —1-dik hatványa, ez legott kitűnik (9)-ből, ha ebbe q-nak (10)-ből és i-nek (11)-ből vett értékét helyettesítjük, i-nek értékébe azonban előbb az $m = r\sqrt{F}$ **(464)** helyettesítés teendő; ekkor $c = \frac{2\pi r}{t}$.

képletében (**463**) az együtthatót az egységgel egyenlővé teszszük, és valamely áram intenzitását ugyanazzal a számmal fejezzük ki, mely az egyenértékű mágnesi lemez (**501**) intenzitását fejezi ki.

515. De változatlanul megtarthatnók az elektromosság mennyiségének a (10) alatti képletből származó egységét is, mely képlet nem egyéb COULOMB-nak az elektromos hatásokra vonatkozó képleténél, minthogy ebben az arányosság együtthatója (**327**) az egységgel egyenlővé tétetett; és megváltoztathatnók az áram egységét oly módon, hogy az *egységnyi* erősségű áramot ennek az elektromosság-egységnek az időegységben való áramlása hozná létre, vagy a mi egyre megy, az áram egysége akként volna megválasztható, hogy a c együttható ismét az egységgel egyenlővé váljék. Az ekként megállapított **elektrosztatikai mértékrendszer**ben jelöljük i'-vel azt a számot, mely az előbbeni áramot fejezi ki, és a (9) alatti képlet a következővé válik:

$$i' = \frac{q}{t}.$$

Nem forog fenn semmi elméleti ok, hogy inkább az egyik mint a másik mértékrendszert fogadjuk el, de a gyakorlati kényelem szempontjából az elektromágnesi rendszer alkalmasabbnak mutatkozik, minélfogva ezentúl mi is ezt fogjuk használni.

Ebben a rendszerben az áramintenzitás méretei az **513.** p. (11) és a **464.** p. (2) képlete szerint a következők:

$$i = [LF]:[m] = [LF]:[LF^{1/2}] =$$
$$= F^{1/2} = L^{1/2}\,T^{-1}\,M^{1/2} \qquad (12)$$

516. A q és e számok, melyek ugyanazt az elektromosságmennyiséget elektrosztatikai, illetőleg elektromágnesi egységekben fejezik ki, a következőleg függnek össze:

$$q = ce;$$

az i' és i számok pedig, melyek ugyanazt az áramintenzitást a kétféle mértékrendszerben fejezik ki, a hasonló

$$i' = ci$$

összefüggésben vannak.

Ebből következik, hogy az elektromágnesi egységgel kifejezett töltés ($e = 1$), c elektrosztatikai egységgel volna kifejezve.

Láttuk, hogy c valamelyes sebességgel homogén mennyiség (**513**), sőt valószínűleg ugyanaz a sebesség, a melylyel a fény terjed.

Ez a megegyezés, úgy látszik korántsem véletlen, hanem inkább valamely természettörvény, mely törvény az elektromágnesi és a fénytünemények közötti egyéb összefüggésekkel egyetemben oly elmélet felállítására adott inditékot, mely szerint a sugárzó energia elektromágnesi tünemény lenne.

Azoknak, kiknek nehezökre esik megérteniök, hogy egyazon mennyiség kétféle mértékegységének viszonya miként lehet valamelyes sebesség, szolgáljon felvilágosításul a következő példa.

A Turin és Velencze közötti vasutmenti távolság 415 km; de mondhatjuk azt is, hogy 10 óra.

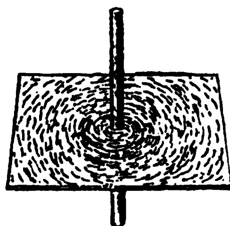
Az első esetben mértékegységül a kilométert, az utóbbiban pedig az órát vettük.

Az egyazon távolságot kifejező két szám közötti viszony sebességnek mértékszáma; és 415 : 10 a Turin és Velencze között közlekedő vonatnak középsebessége.

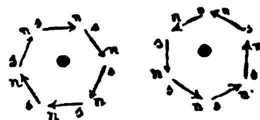
517. Eme kitérés után térjünk vissza az **áramtól létesített mágnesi tér** tanulmányozásához. Megvizsgálására vasreszeléket használhatunk, mely egyenes vonalú áram esetében az áramra merőleges kártyalapon körökben helyezkedik el (732. ábra). A tér erővonalai tehát körök, melyeknek középpontja az áramon van, s a melyek az áramra merőleges síkban feküsznek; ennélfogva az egypotencziálú felületek, melyeknek eme vonalakra

merőlegeseknek kell lenniök (**473**), az áramon át fektetett síkok lesznek.

Valamely adott pontbeli mágnesi erő tehát merőleges az ezen a ponton és az áramon át vetett síkra, miként már másutt (**495**) láttuk; és megemlítjük, hogy az áramtól balra irányul, úgy, hogy az egyes vasrészecskékben gerjesztett sarkiasság olyan, minő a 733. ábrákban van előtüntetve, melyek-



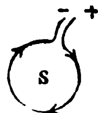
732. ábra. Erővonalak egyenes áram körül.



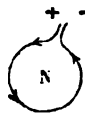
733. ábra. A mágnesi erő iránya.

ben a fekete pont a lapnak az árammal való átmetszetét tünteti elő. Ha az áram alulról lép ki, a megfigyelőnek a papiroson állva kell magát képzelnie, s balkeze felé fog lenni a vele szemközt levő vasszemecskének északi sarka.

518. Ebből következik, hogy az óramutató irányában keringő köralakú áram (734. ábra) olyan mágnesi tért létesít, mely a kör belső pontjaira nézve az olvasótól a papiros felé irányul, külső pontjaira nézve pedig a papirostól az olvasó felé irányul,



734. ábra.

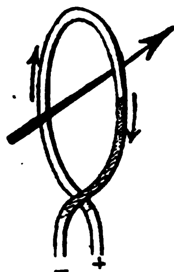


735. ábra.

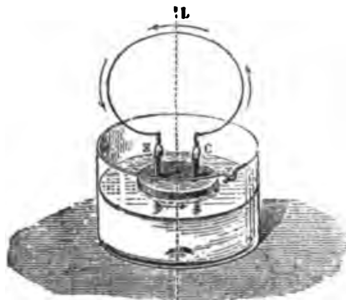
Mágnesi terek.

úgy, hogy valamely északi sark arra volna késztetve, hogy a kerület körül akként forogjon, hogy a papirosba a belső pontokon át hatoljon. Az olvasó felé fordított rész tehát megfelel az árammal egyenértékű lemez déli lapjának. Ellenben a 735. ábra

esetében, hol is az áram ellenkező irányú, a lemez is meg volna fordítva. Hogy ezekkel az irányokkal még jobban megbarátkozzunk, tekintsünk a 736. ábrára is, melyben a nagy nyíl azt az irányt jelöli meg; mely felé valamely északi sark elmozdulni igyekeznék.



736. ábra. Az északi sark elmozdulása.



737. ábra. A hatás és visszahatás az áram és mágnes között.

519. Mint minden hatás (I, **91**), úgy az áramnak a mágnesre való hatása is visszahatással, a mágnesnek az áramra való visszahatásával jár. Illeszszünk ugyanis egy parafakorongba egy *Z* czinklemezt (737. ábra) és egy *C* rézlemezt; kössük ezeket össze az *L* rézdróttal, s úsztassuk az egész rendszert megsavanyított vízen. Az áram a czinktől a réz felé megy a folyadékban (**430**), s innét a dróton át a czinkhez, miként a nyilak mutatják, tehát egyenértékű lészen mágnesi lemezzel, mely északi lapját az olvasó felé fordítja (735. ábra). És valóban, ha eléje tartjuk egy mágnesrúd déli sarkát, ez magához vonzza, ha pedig az északi sarkot fordítjuk feléje, eltávozik. Ha az áramot kezünkkel megfogjuk s beléje dugjuk a rúd északi végét, ezután pedig eleresztjük: az áram hátrál, megfordul, az északi sark felé fordítja hátulsó lapját, azaz déli lapját, ezután előre megy, mígnem állékony egyensúlyi helyzetbe jut, mely helyzet a rúdra merőleges és a két sark között a középen van.

520. Mindaz, mit valamely mágnesi lemez potencziáljáról mondottunk **(475)**, szóról szóra alkalmazható a lemezzel egyenértékű **(501)** áramra.

Valamely P pontban a mágnesi $\mathfrak{V}$ potencziált kifejezi az áram intenzitásának szorozmánya kerületének a P pontból látszó ω nagyságával:

$$\mathfrak{V} = i\omega,$$

hol ω pozitivnak vétetik **(477)**, ha P pontból az áramot az óramutató járásával ellenkezőleg látjuk keringeni, mikor is úgy áll a dolog, mintha P-ből az egyenértékű lemez északi lapja látszanék.

Egy P' másik pontban, melyből az áram ω' testszög alatt látszik, a potencziál:

$$\mathfrak{V}' = i\omega'.$$

Tehát a munka, melyet a mágnesi erők a közben végeznek, hogy a mágnesség egysége P-ből P'-be megy át, következő:

$$\mathfrak{V} - \mathfrak{V}' = i(\omega - \omega').$$

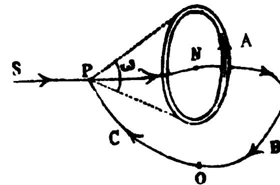
Az a munka pedig, melyet végeznünk kellene, hogy valamely m intenzitású sark az áram taszításával szemben végtelen távolságból a P pontig vitessék, a **(480)** szerint:

$$E = mi\omega.$$

De itt egy fontos megjegyzést kell tennünk, nevezetesen, hogy ez a munka egyáltalában nem független a befutott úttól. Értéke az úttól függetlenül csak akkor $mi\omega$, midőn nem hatolunk be az áramkörbe; de valahányszor a pozitiv (északi) lapról átmegyünk a negativ (déli) lapra, ez a munka $4\pi im$-mel öregbedik, és ugyanennyivel csökken az ellenkező irányban való átmenetben.

A dolog megértésére folyamodjunk a 738. ábrához, melyben fel van tételezve, hogy az áram pozitiv lapja az olvasó balkeze felé van fordítva. Valamely északi sark, mely a baloldal

felől törekszik előre, visszataszíttatik, s hogy egyenest P-be vigyük, ehhez $mi\omega$ munkának végrehajtása kivántatik meg. Hogy még előbbre vigyük, a végzendő munka nagyobb fog lenni, és $2\pi im$-mé válik, ha az áram síkjának az áramkörön belül fekvő valamely N pontjába viszszük. Hogy innét, hol is a potencziál $2\pi i$, még tovább jobbra toljuk, le kell győzni a hátulsó lap vonzását, s újra $2\pi im$ munkát kell végeznünk, ha végtelen távolságig akarjuk vinni, vagy, a mi egyre megy, ha az ABO úton át oly pontba akarjuk vinni, melyben a potencziál zérus **(480)**, a minő pont volna például az áram síkjában fekvő, de az áramkörön kívül levő O pont. O-ból C-n át P-ig a végzendő munka ωim.



738. ábra Az áram s a mágnes kölcsönös hatása.

Ennélfogva ha az m sarkot végtelen távolságból balról P-n át N-be visszük, a megkívántató munka $2\pi im$

N-ből A-n át O-ba . . . . $2\pi im$

O-ból C-n át P-be . . . . ωim

tehát összesen $\omega im + 4\pi im$,

holott a végtelenből P-be menve, a nélkül hogy az áramtól bekerített felületen át hatolnánk, elegendő az ωim munka.

O-ba érkezve az elfogyasztott munka $4\pi im$. Ha azonban az O-ból P-be való visszamenetkor, a helyett hogy C-n mennénk át, az áramkörön belül mennénk vissza, a hátulsó (—) lap vonzása O-ból B-n és A-n N-be menet $2\pi im$ munkát adna vissza, és N-ből P-be menet az elülső (+) lap taszítása $2\pi im - \omega im$ munkát adna vissza. Ennélfogva az egész nyereség $(4\pi - \omega)mi$ volt volna, melyet a tőlünk végzett $4\pi mi$ munkából kivonva, ωmi munkafogyasztás marad, miként a végtelenből P-be való közvetetlen, az áramot körül nem fogó átmenetben.

521. Ha tehát egy északi (+) sark egyedül volna valamely árammal szemben, folytonos forgásra volna késztetve, miközben

a déli (—) lapon lépne be és a másikon lépne ki; n átmenet után a mágnesi erőtől végzett munka $4\pi nmi$ volna.

Egyenletesen mágnesezett hosszú aczéldrót hozzávetőleg szolenoidot (**471**) alkot, melynek hatása a két egyenlő és ellenkező sark hatására redukálódik, mely sarkok a mondottak szerint arra volnának késztetve, hogy az áram körül ellenkező irányban keringjenek, és az aczéldrót, ha nagyon hajlékony volna, az áramra rátekerődznék.

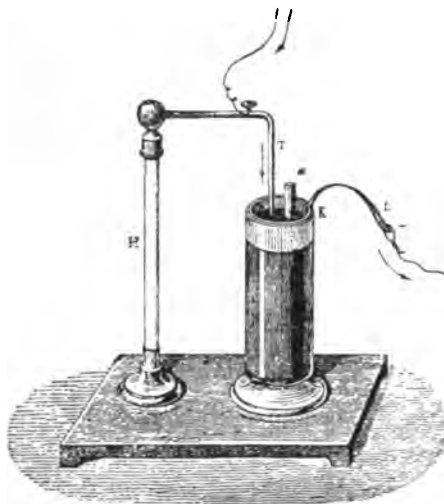
Ha a mágnes és az áram merevek, az előbbenit az utóbbi körül forgatván, nem végzünk semmi munkát, mert az áram síkján a mágnes mindkét sarkának át kell mennie, és ennélfogva egyenlő és ellenkező mágnesség-mennyiségek (**466**) mennek át egyazon irányban és ugyanannyiszor. Ebből következik, hogy ez esetben a munka, melyet végezni kell, hogy a mágnes az áramhoz képest elmozduljon, csakis a kezdeti és a végső helyzettől függ, és független az úttól. Midőn mágnes és áram egymással szemben vannak és szabadon elmozdulhatnak, mozgásuk addig tart, míg viszonylagos egyensúlyi helyzetet vesznek fel, melyet maradandóan megtartanak.

Ha ellenben az áramkör, folyadékokból vagy egymáson elcsúsztatható részekből lévén alkotva, deformálható, úgy folytonos mozgásnak lehetősége forog fenn, mire nézve szolgáljon a következő példa.

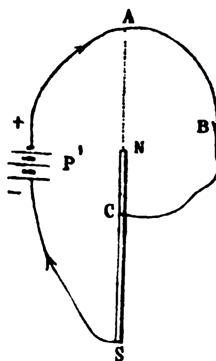
A hengeralakú K harangban (739. ábra) higany van, melyben a platinával megterhelt a mágnespálcza úszik; ugyanabba merülnek a T és L áramvezetők. Az áramkör, melyet a higany T és K között zár, s a melyet az áramvezetőkkel összekapcsolt teleppel is zárva kell képzelnünk, az olvasó felé pozitiv lapját fordítja, mert egyenértékű egy mágnesi lemez északi lapjával (**518**); és ha a a mágnes északi (+) sarkát tünteti elő, a mágnes, eltaszíttatván, az olvasó felé közeledik s ezután a T áramvezető körül kering; ha ellenben a déli sarkot tüntet elő, a mágnes először is hátrál, hogy azután T és az üvegfal között tovább mozdulva forgását folytassa. Az ehhez megkivántató energiát, miként

látni fogjuk, a telepben végbemenő chemiai folyamatok szolgáltatják.

Végrehajtható az ellenkező kisérlet is, ha az áramkörnek *ABC* részét (740. ábra) az *NS* mágnes *AC* tengelye körül forgékonynyá teszszük. Az ábrától előtüntetett esetben az áram a déli lapját fordítja felénk és a mágnes északi sarkát fogja körül, ennélfogva az *ABC* ív forgásnak indulva előre mozdul. Ha ezen mozgékony ivnek *A* és *C* végei a mágnes egyik sarka helyett annak mind a két sarkát fogják körül, vagy ha egyet sem fognak körül, forgás létre nem jöhet.



739. ábra. Mágnes forgása az áram körül.

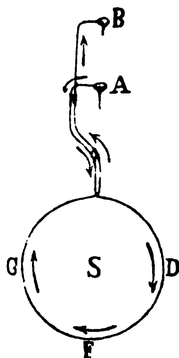


740. ábra. Áram forgása a mágnes körül.

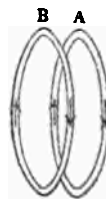
522. Az elektromos áram, a menynyiben a mágnesekre való hatásait tekintjük, épen úgy viseli magát, mint az ugyanazon kerületű s ugyanazon intenzitású mágnesi lemez. Ebből a tény-

ből az indukczió révén következtethetjük, hogy *két zárt áram úgy hat egymásra, mint két egyenértékű mágnesi lemez.* A tapasztalás megerősíti ezt a következtetést.

Itt beérjük annak megmutatásával, hogy ha egy sík árammal szemben egy másik sík áramot állítunk, ezek akként igyekeznek elhelyezkedni, hogy ellenkező nevű lapjaik szemközt legyenek, s ezután, a mennyire csak lehet, közelednek egymáshoz. E czélra az *AEB* rézdrót (741. ábra) használható, mely fémi érintkezés nélkül körbe van hajlítva, s a melynek végei az *A* és *B* fémcsúcsokkal vannak ellátva; ezek higanynyal meg-



741. ábra. Mozgékony köralakú áramvezető.



742. ábra. Köralakú vezetők elhelyezkedése.

töltött s a telep áramvezetőivel közlekedő csészikék fenekére támaszkodnak. Az ábrában az áram a déli lapját fordítja felénk, és ha egy másik áramot közelítünk feléje, ez a déli lap akként fordul, hogy a 742. ábrában előtüntetett viszonylagos helyzetet veszi fel, mely ábrában a két déli lap az olvasó balkeze felé van felvéve, és ennélfogva a *B* áram hátulsó lapja északi lap, és az *A* áram déli lapjával áll szemközt. Azt következtetjük tehát, hogy a két áram akként igyekszik párhuzamossá válni, hogy mind a kettő egyazon irányban keringjen.

523. Mágnesi térben levő i intenzitású áram energiája, épen úgy, mint egy mágneses lemez esetében

$$E = -\mathfrak{N}i \tag{1}$$

kifejezéssel van megadva, ha $\mathfrak{N}$ a negativ oldalán belépő erő-áramlást jelenti. S minthogy a potencziális energia mindig kisebbedni törekszik, következik, hogy a *mágnesi térben elhelyezett áram úgy törekszik elhelyezkedni, hogy a negativ oldalán átmenő erő-áramlás a legnagyobb legyen.*

Ebből az is következik, hogy az az áram, mely $\mathfrak{N}_1$ áramlású helyről egy másikba vitetik, melyen az erő-áramlás $\mathfrak{N}_2$:

$$E_2 - E_1 = \mathfrak{N}_1 i - \mathfrak{N}_2 i \tag{2}$$

energiára tesz szert, a miből kiviláglik, hogy az *egy zárt áramkörnek mágneses térben való eltolása közben végzendő munkát nyerjük, ha az áramintenzitást az átvonuló erő-áramlás kisebbedésével megszorozzuk.*

524. Hasonlókép kimutatható, hogy **két áram kölcsönös energiája**, miként a mágneses lemezek esetében (**482**), a két áram intenzitásának ii' szorozmányával és egy **M** együtthatóval fejezhető ki, mely utóbbi csak az áramok geométriai tulajdonságától, azaz alakjuktól és viszonylagos helyzetöktől függ, minélfogva:

$$E = -\mathbf{M}ii' \tag{3}$$

A két áram egymáshoz közeledni törekszik olyképen, hogy E minimális értéket nyerjen, és hogy ennélfogva **M** maximummá váljék.

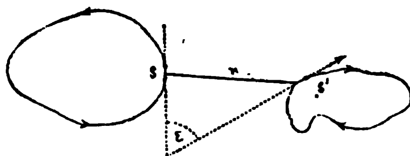
M bizonyos okoknál fogva, melyeket elő fogunk terjeszteni, a *kölcsönös indukczió együtthatójá*nak neveztetik, és azt a munkát fejezi ki, melyet végezni kellene, hogy a két áramot, ha intenzitásuk az egység volna, egymástól igen nagy távolságba vigyük.

Kiszámítására a következő szabály szolgál. Vegyünk a két áramhoz tartozó két s és s' elemet (743. ábra); távolságuk legyen r, az a szög pedig, melyet bezárnának, ha önmaguk-

kal párhuzamosan elmozdíttatnának mindaddig, míg egymást metszik, legyen ε. Képezzük az

$$\frac{ss'}{r}\cos\varepsilon$$

kifejezést, s ezután hasonló kifejezéseket képezünk az elemek minden lehető párjából, s mindezeket az integrálszámítás segít-



743. ábra. A kölcsönös indukczió együtthatójának számítása.

ségével összegezzük; az így nyert összegről kimutatható, hogy épen **M**-mel egyenlő.

Nyilvánvaló, hogy **M** a hossz méretével bir, s azért is a *C.G.S.* rendszerben czentiméterekkel van kifejezve.

525. Ha két egyenlő áramkör forog szóban, melyeket az áramok egyazon irányban futnak át, távolságuk kisebbedésével **M** növekszik, míg végre, midőn egészen összeesnek, bizonyos maximális **L** értéket vesz fel.

A valóságban ekkor két áram helyett csak egy áramunk volna, és a feladat fizikai feltételei teljesen meg volnának változva. Annyi azonban bizonyos, hogy helyzeti energiával azon áramkör is rendelkezik, mely egyedül van jelen a térben, és pedig azon egyedüli oknál fogva, mert áram futja át. Valóban, részei között kölcsönös hatások vannak (**527.** pont 745. ábra), melyek azon vannak, hogy őt deformálják, és őt határtalanul kiszélesítve deformálnák is, ha a vezető rugalmassága ennek ellen nem állana.

Kimutatható, hogy ez az energia, mely az **áram belső energiájának** nevezhető, ekként fejezhető ki:

$$E_o = \frac{\mathbf{L}i^2}{2}, \tag{4}$$

hol **L**, mely csakis az áram geométriai tulajdonságaitól függ, az **önindukczió együtthatójának** neveztetik, és kifejezi a rajta átmenő erő-áramlást, melyet a benne keringő egységnyi áram létesít.

526. Két zárt áram viszonylagos energiája bizonyára azon kölcsönhatásoktól származik, melyek a két áramkör egyes elemei között fennállanak, és már most az a kérdés, hogy mely törvény szerint van két áramelem egymásra tömegmozdító hatással? Ez rendkívül nehéz kérdés, és még nincs is teljesen megoldva, mert kisérleteket csak zárt áramokkal végezhetünk, és ennélfogva méréseinknek csakis az eredő erőket, nem pedig az elemi hatásokat, vethetjük alá.

Így például áramelem és áramelem között olyatén hatások volnának lehetségesek, mint a minők két elemi mágnes között tapasztalhatók, a nélkül, hogy ezért a zárt áram nem létesítene semmi mágnesi hatást, a mint ilyent nem létesít egy zárt szolenoid **(471)**.

Elvégre is ez a feladat, mint az erők szétbontására vonatkozó minden feladat (I, **40**), határozatlan. Végtelen sok megoldás lehetséges, és nem választhatjuk a természetnek megfelelőt, ha beigazoló kisérletnek nem vethetjük alá.

Ampère volt az, a ki mindjárt Oersted közleménye **(494)** után fölfedezte az áramtól átfutott vezetők kölcsönös hatásait, vagy a mint mondani szoktuk, az **elektrodinamikai hatásokat**, és a Newton-éhoz hasonló lángészszel kisérlet útján képes volt egyet megállapitani az elemi hatásokra vonatkozó azon végtelen sok törvény közül, melyek az eleddig megvizsgált tények mindegyikével összeférnek.

Ampère elemi törvényét a következő képlet fejezi ki:

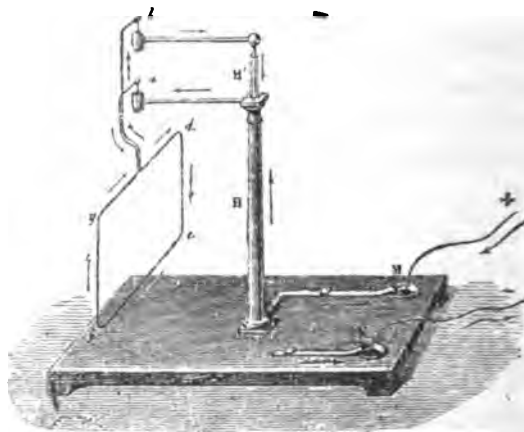
$$F = \frac{2ii'ss'}{r^2}\left(\cos\varepsilon - \frac{3}{2}\cos\vartheta\cos\vartheta'\right),$$

melyben i és i' az elektromágnesi abszolut egységgel **(514)** mért áramintenzitások, r az s és s' hosszaságú elemek közötti távolság (743. ábra), ε az elemeknek egymással bezárt, ϑ és ϑ' pedig r-rel bezárt hajlásszöge.

Ampère e törvényt induktiv módon akként állapította meg, hogy bizonyos, a kisérletre nézve hozzáférhető különös esetekből indult ki és elfogadta a hatás és visszahatás egyenlőségének elvét. Eljárását nem részletezhetjük, de kisérleti bizonyítékai közül néhányat elő fogunk terjeszteni.

527. A 744. ábrabeli készülékkel könnyen kimutathatók a következő különös törvények:

1. Ha a mozgékony négyszöghöz bármiképen közelítünk egy maga-magára visszahajlított drótot, nem veszünk észre



744. ábra. Ampère állványa.

semmi hatást, még akkor sem, ha az ágak egyike kigyódzó, ha ugyan a kigyódzások kevéssé távolodnak el a másik ágtól (miként a **496.** p. 724. ábrában). Ebből tehát azt következtetjük, hogy a kigyódzó ágnak mindegyik eleme ugyanazt a hatást idézi elő, melyet a másik ágra való vetülete idézne elő; ennél-

fogva valamely elem három egymásra merőleges tengelyre való vetületével helyettesíthető.

2. Különböző két áramnak vagy egyazon áramnak egyenes vonalú és párhuzamos darabjai egymást vonzzák vagy taszítják a szerint, a mint az áramok egyenlő vagy ellenkező irányban futnak.

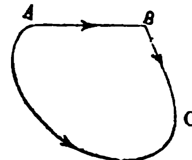
Vonzzák egymást. Taszítják egymást.

3. Két egyenes vonalú, nem párhuzamos darab egyazon irányban futó áramával párhuzamossá válni igyekszik. Ennélfogva:

Vonzzák egymást. Taszítják egymást.

Hogy az eme törvényekkel meghatározott elmozdulásokat megfigyelhessük, elegendő, hogy a mozgékony négyzet egyik oldalához az áramtól átfutott drót egy egyenes darabját alkalmas módon közelítsük.

A harmadikból következik, hogy egyazon áramnak két szomszédos darabja, mint *AB* és *BC* (745. ábra), egymástól távozni igyekszik, és ennélfogva az áramvezeték, ha tökéletesen hajlékony, köralakot vesz fel, és ha ezenfelül még tágítható, mindaddig nyulik, míg a rugalmas erők az elektrodinamikai hatást nem egyensúlyozzák.

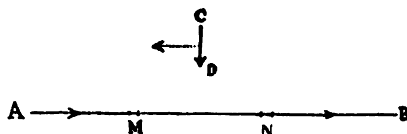


745. ábra. Szomszédos részek távolodása.

528. A szög alatt egymáshoz hajló áramokra vonatkozó ugyanezen törvényből levezethető az a hatás, melyet valamely korlátlan hosszaságú *AB* áram (746. ábra) egy egyenes vonalú, mozgékony *CD* darabra gyakorol, mely egészen *AB*-nek egyazon oldalán fekszik.

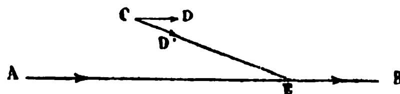
Először is tegyük fel, hogy *AB* vízszintes és a papiros síkjában fekszik, *CD* pedig legyen függélyes és feküdjék kissé hát-

rább. Nézzük, hogy az AB áramnak két kicsiny, CD-től egyenlő távolságban levő M és N darabja miféle hatással van. Az M darab vonzza CD-t, N pedig taszítja [**527**, (3)]; látjuk tehát, hogy CD balra elmozdulni igyekszik.



746. ábra. Áram hatása egy mozgékony darabra.

Legyen most CD (747. ábra) az AB-n átmenő vízszintes síkban. Ha AB-vel párhuzamos, ez vonzza, és ha szabad volna, érintkezésbe jönne vele. De ha a C szilárd pont körül forgé-



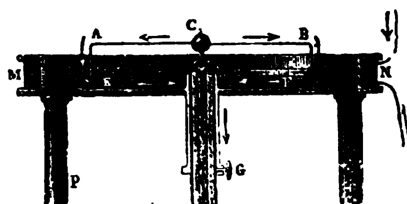
747. ábra. Áram hatása egy mozgékony darabra.

kony, a CD' helyzetbe fog jutni; itt az AE rész vonzza, az EB pedig taszítja, és ennélfogva az óramutató irányában mozog. Ha az áramok egyikének vagy másikának iránya ellenkezőre változnék, ellenkező irányban forogna.

529. Ha a szilárd AB áramot a C pont körül körvonalba hajlítjuk össze, a sugármenti CD áramvezető csak szintén forog, és az AB árammal ellenkező irányban forog, ha áramának iránya czentrifugális, és megegyező irányban forog, ha árama czentripetális.

Ily alakban a kisérlet végre is hajtható, és pedig a 748. ábrabeli készülékkel, melyben EF higany, mely gyűrű alakú edénybe van öntve, CA és CB pedig a C csúcson egyensúlyozott sugármenti áramvezetők, mely csúcs higanynyal megtöltött csészikébe merül, melybe az áram az oszlop mentén

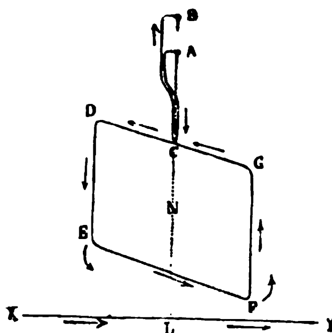
van bevezetve; az áram ketté ágazik és a folyadékon és a *G* gombon át visszatér a telephez. Ugyanez az áramkör gyűrűt körülövező *MN* barázda körül is csavaródik.



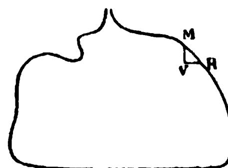
748. ábra. Áram forgása áram körül.

530. Valamely önmagába visszatérő szilárd vezető, korlátlan hosszú áram hatására, nem indul folytonos mozgásnak, hanem állékony egyensúlyi helyzetet veszen fel.

Legyen *XY* (749. ábra) a korlátlan hosszúságú szilárd áram, és *DEFG* derékszögű négyszög a szilárd áramkör, mely az *A* és *B* csúcsokon *BC* függélyes tengely körül forgékony. A *GD* és *EF* vízszintes oldalakra kifejtett hatások ellenkezőek, mert **(534)** mind a kettő *XY*-nal párhuzamossá



749. ábra. Szilárd vezető helyzete.



750. ábra. Zárt áram elhelyezkedése.

válni igyekszik, de az első taszítást, az utóbbi pedig vonzást szenved; a közelebb fekvőre eső hatás túlnyomó lesz, hacsak a szilárd áram nincs igen nagy távolságban.

A *DE* hátulsó függélyes oldal a 746. ábrabeli körülmények

között van és balra mozdíttatik, az *FG* másik oldal ugyanazon okoknál fogva jobbra mozdíttatik. A négyszög tehát oly módon helyezkedik el, hogy alsó oldala a szilárd árammal párhuzamossá váljék, és benne az áram ugyanazon irány felé fusson.

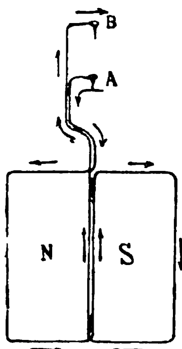
Az **527.** pontban felsorolt törvények elseje segítségével érthetővé válik, hogy hasonlóképen kell elhelyezkednie bármily alakú zárt áramnak (750. ábra), mert minden *MH* eleme *MN* függélyes és *VH* vízszintes összetevőjével helyettesíthető.

Egy merev áramnak egyenes vonalú áramhoz képest való ilyetén elhelyezkedését akként is le lehetett volna vezetni, hogy mágnesi lemeznek tekintettük volna, melynek elemi mágnesei azon vannak, hogy északi sarkaikkal az áram baloldala (**494**) felé fordulva, az áramra merőleges irányban helyezkedjenek el. Valóban, a 749. ábrabeli négyszög-áram pozitiv (északi) lapját fordítja felénk (**518**), és az *XY* áram baloldala szintén felénk van fordítva.

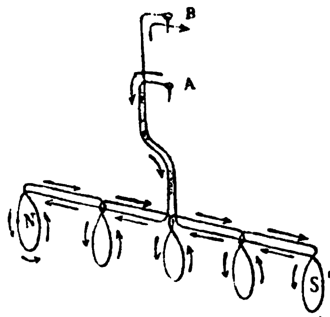
Ha az elektromos áramköröket mágnesi lemezeknek tekintjük, a mozgások és elhelyezkedések mindezen törvényei levezethetők azon tételből is, hogy a helyzeti energia minimumra (**524**) törekszik.

531. Függélyes tengely körül forgékony és zárt áramkörök, minők például a 741. és 749. ábrabeliek, állékony egyensúlyi helyzetbe jutnak pusztán a Földnek hatására is, és a mágnesi délkörre merőlegesen helyezkednek el, mintha csak a Földet keletről nyugat felé áram futná át, mert az áramkörnek az az oldala, melyben az áram leszáll, a keleti részen helyezkedik el.

Az olyan áramkör, mely a 751. ábra módjára van összehajtogatva, *asztatikus,* azaz a Földre vonatkozólag közönbös egyensúlyi helyzetben van, mit könnyen beláthatunk, ha az egyes oldalakra irányuló hatásokat elemezzük, mely hatások kettenként lerontják egymást.



751. ábra. Asztatikus áramkör.



752. ábra. Szolenoid.

532. Nyilvánvaló, hogy a Földnek a zárt áramokra való hatása ugyanilyennek mutatkoznék, ha a Föld mágnes volna, melynek észak felé van a negativ sarka, vagyis a tűnek dél felé fordított sarkával egynevű sarka.

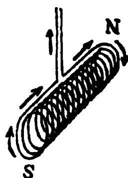
Általában a Földnek minden mágnesi hatása a következő két magyarázattal értelmezhető: a Föld vagy mágnes, vagy pedig oly áramok rendszerétől van körülvéve, melyek a Nap látszólagos mozgásának irányát követik.

De ez még nem minden. Minden mágnes úgy hat, mint az áramok valamelyes rendszere; nevezetesen egy mágnesi lemez miként egy áram, mely a lemez kerületét futja körül, egy mágnesrúd miként az áramoknak a tengelye körül keringő rendszere. Valóban, a sík, párhuzamos és egyenlő zárt áramoknak olyatén sora, minőt a 752. ábra tüntet elő, a Föld hatására *N* végével észak felé fordul. Egyenes vonalú szilárd áram hatására pedig minden egyes áramkör ezzel az árammal párhuzamossá válni igyekszik, s ugyanazon *N* vég az áram baloldalán van.

Szóval a párhuzamos áramok ilyen rendszere mindenben úgy viseli magát, mintha szolenoidális mágnes (**471**) volna, s épen ezért **elektrodinamikai szolenoidnak** neveztetett.

Az a vég, melyen az áram az óramutató járásával megegyezőleg kering, déli sark, a másik pedig északi sark. Vala-

mint két áram akként igyekszik egymással szemben elhelyezkedni, hogy keringésök egyazon irányú legyen (**523**), úgy két ellenkező nevű vég vonzza egymást, stb.



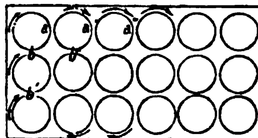
753. ábra.
Szolenoid.

Az elektrodinamikai szolenoidok könnyebben szerkeszthetők, ha az áramvezetőt csavarvonalban hajtogatjuk össze, miként a 753. ábrában látjuk; s ekkor kényelmesen megmutathatjuk minden tulajdonságát. A két egyenes vonalú rész kiegyenlíti a csavarmenetek ferde fekvését [**527**, (1)].

533. Eme szolenoidok és a mágnespálczák között csak egy különbség van: az előbbeniek sarkai pontosan a végeken vannak, miről meggyőződhetünk, ha mágnesi képöket (**486**) előállítjuk, a mágnesek sarkai pedig kissé befelé esnek (**456**). Eme különbségről számot adhatunk, ha a megosztás útján való mágnesezésre (**484**) gondolunk: egymásra rakott mágnesi lemezekből álló oszlop csak akkor tehetne szert a párhuzamos áramok rendszerének tulajdonságaival azonos tulajdonságokra, ha ezeknek a lemezeknek mágnesi merevségök (**488**) volna, vagyis ha egymásra nem volnának megosztó hatással.

534. Ampère még tovább ment. Előrebocsátotta azt a hipotézist, hogy a mágneses testek részecskéi épen azért elemi mágnesek (**493**), mert maradandóan áramok futják őket körül. Midőn a test nincs megmágnesezve, ezek az **elemi áramok** minden gondolható irányban el vannak helyezkedve és ennélfogva kifelé való hatásaik kiegyenlítik egymást. A mágnesezés meghatározott helyzetbe tereli őket, nevezetesen párhuzamos síkokban fekvő egyazon irányú köráramok rendszerévé alakítja át. Ekkor egy adott síkban levő szomszédos áramdarabok (754. ábra) ellenkező járásúak, hatásaik tehát lerontják egymást és csakis a kerületmenti darabokat hagyják hatásosaknak, mely darabok egy egyedül való árammá tevődnek össze. A mágnes tehát szolenoiddá (**532**) válik, és ha nem válik tökéletes

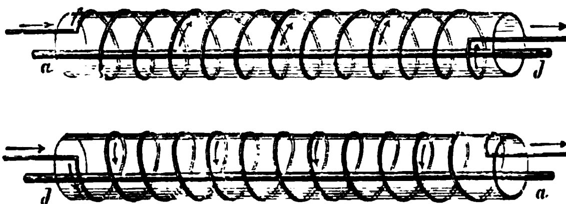
szolenoiddá, melynek sarkai pontosan a végeken vannak, úgy ez az elemi áramok kölcsönhatásainak tulajdonítandó, a melyek meggátolják, hogy emez elhelyezkedés tökéletessé váljék.



754. ábra.
Elemi mágnesezés.

A mágnesek természetére vonatkozó ez az igen elmés hipotézis ha nem tekinthető is teljes bizonyossággal a valóság kifejezőjének (**554**), azért mégis teljesen számot ad a mágnesek tüneményeiről.

535. Valamely vas- vagy aczéldarab vagy bármi más anyagból való test, melyet az áram terébe helyezünk, megosztás révén épen úgy mágnessé válik, mintha valamely mágnes terében volna. A vas pálczák megmágnesezésének legjobb módja abban áll, hogy a pálczát szigetelt rézdróttal körülcsavarjuk és a dróton áramot vezetünk keresztül. Az északi sark emez áramtól balkézre fog gerjedni, vagyis azon az oldalon, hol az óramutató járásával ellenkező irányban kering.

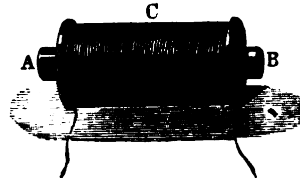


755. és 756. ábra. Mágnesezés szolenoiddal.

Kényelmesebb a drótot egy üveg- vagy papiros-cső körül csavarni (755. és 756. ábra), és czélszerű több rétegben egyenletesen körülfonni s ekként egy *orsót* (*C*, 757. ábra) késziteni, melybe az *AB* rudat az áram zárása előtt teszszük.

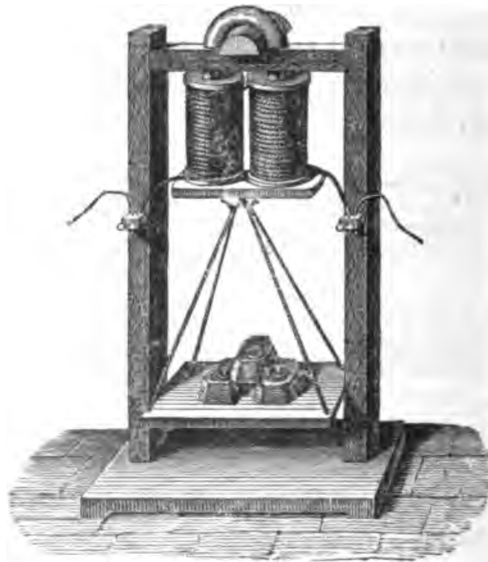
A mint az áram az orsóban kering, a rúd legott mágnessé válik s vasdarabok reátapadnak. Ha aczélból való, csaknem teljesen megtartja (**488**) a benne gerjesztett mágnességet még az áram megszünése után is, és ha az orsóból kiveszszük, a

szokásos állandó mágnesek egyikével van dolgunk. De ha lágyvasból való, mágnességét csaknem teljesen elveszti, és a reátapadt vasdarabok mindjárt az áramkeringés megszünte után



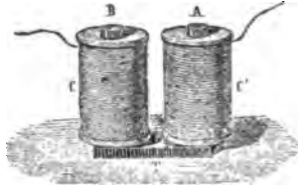
757. ábra. Mágnesező tekercs.

lehullanak. Ily módon hatalmas időleges mágnesre teszünk szert, melyet rendkívüli gyorsasággal hatásossá vagy hatástalanná tehetünk. Az ilyen mágnest **elektromágnes**nek nevezzük. Ha azt kivánjuk, hogy nagy teherbirása **(491)** legyen, patkó alakot adunk neki, s a patkó száraira toljuk az orsókat (758. ábra), melyek úgy vannak felgombolyítva, hogy



758. ábra. Elektromágnes megterhelve.

két ellenkező nevű sark-felület keletkezzék (egyik volna az északi, a másik a déli sark); ezekre a lágyvas horgonyt illesztjük. A helyett, hogy a vasrúdat U-alakba görbítenők, gyakrabban



759. ábra. Patkóalakú mágnes.

két hengert kötünk össze szintén lágyvasrúddal, mely a 759. ábrában T-vel van jelölve.

536. Különbséget szokás tenni valamely elektromágnes *teherbirása* és *vonzó ereje* között; az előbbenit azon erő méri, mely megkívántatik a horgony leszakítására, midőn a sarkfelületekkel közvetetlenül érintkezik, az utóbbi pedig a horgony eltávolítására megkívántató erő, midőn e felületekhez igen közel van a nélkül, hogy velök érintkeznék. Mind a kettő a vasmag és a horgony tömegétől, úgy szintén a formájuktól függ; főleg azonban a mágnesezés intenzitásától függnek, s ez ismét a vas minőségétől és a mágnesező erőtől, vagyis a térnek az intenzitásától, melybe a vas elhelyezve van.

537. Bocsássuk előre, hogy n egyenlő közökben elhelyezett R sugarú köráramból álló elektrodinamikai szolenoid mágnesi nyomatéka, minthogy egy ilyen menet nyomatéka $\pi R^2 i$, nem lehet más, mint $\pi R^2 n i$; vagy általánosságban $\mathfrak{M} = Ani$, ha A a szolenoid merőleges metszetét jelenti. Jelölje m annak a szabad mágnességnek a mennyiségét, melynek ugyanakkora mágnesi nyomatékú, keresztmetszetű és ugyanolyan l hosszaságú szolenoidális mágnesnek egyik sarki felületén lennie kell s akkor nyilván

$$m = \frac{Ani}{l}.$$

538. Emlékezzünk csak vissza **(521)**, hogy valahányszor az i intenzitású áram körén a mágnesség egysége átmegy, az áram mágnes hatása $4\pi i$ munkát végez rajta, s azért is az egy sarknak n egyenlő áramkörön való átmenetele közben végzett munka $4\pi ni$ fog lenni; meg fogjuk már most érteni, hogy ha a sark egysége egy elektrodinamikus szelenoidba behatolván, n menetet hagyott maga mögött, az áram mágnesi munkáját nyerjük, ha kiindulása és megérkezése pontjának potencziálkülönbségét algebrailag $4\pi ni$-vel növeljük.

Ez a különbség annál kisebb, mennél távolabb van a két pont a szolenoidnak alapjaitól s ha a szolenoid igen hosszú, el is hanyagolható. Ez esetben, elosztván a munkát a mágnes-sarknak a mágnes-erő irányában megtett d útjával, ezen erő, vagyis a szolenoid belsejében létesített mágnesi tér intenzitásaként a következő értéket nyerjük:

$$\mathcal{H}' = \frac{4\pi ni}{d}. \tag{5}$$

Minthogy ekkor a mágnesi tér egyenletes, keresztmetszetén, mely A-val egyenlő **(340)**

$$\mathcal{N}' = A\,\mathcal{H}' = 4\pi A \frac{n}{d}\, i \tag{6}$$

erő-áramlás hatol át.

Jegyezzük még meg, hogy a tér irányát a déli határlaptól az északihoz huzott tengely adja meg, minthogy egy északi sark ebben az irányban volna kénytelen a spirálison végig vonulni **(521)**; intenzitása annál nagyobb, mennél messzebb vannak egymástól a nyilván ellenkező hatású határoló lapok.

539. Ha egy hosszú orsóba vasdarabot vagy más mágneses anyagot helyezünk, ez megmágneseződik; hogy az ekként indukált mágnesezés fokát számokkal ki birjuk fejezni, mindenekelőtt meg kell határoznunk azt, hogy mit értünk ez alatt: a **mágnesezés intenzitása** egy pontban. Vegyük a mágneses anyagnak eme pontban levő igen kicsiny részét tekintetbe s tart-

suk szem előtt, hogy egy kicsiny mágnes tengelyének irányával és hosszával *(l)*, valamint sarkainak $+m$, illetőleg $-m$ intenzitásával, röviden: mágnesi nyomatékával, mely $\mathcal{M} = lm$, teljesen meg van határozva.

Már most ennek a mágnesi nyomatéknak a viszonya a mágnes térfogatához meg fogja adni a részecskétől elfoglalt pontra nézve a mágnesezés intenzitását, melyet $\mathcal{J}$ jelöljön; ha az illető mágnes részecske térfogata v és keresztmetszete a, akkor $v = la$ és a mágnesezés intenzitása nyilván

$$\mathcal{J} = \frac{\mathcal{M}}{v} = \frac{lm}{la} = \frac{m}{a}. \qquad (7)$$

Másrészt minden elemi mágnes a tér irányában van elhelyezkedve (**465**), mely térnek $\mathcal{H}$ intenzitását *mágnesező erőnek* is szoktak nevezni; a mágnesezés intenzitását ezzel az erővel osztván, kapjuk a **mágnesezési együtthatót**:

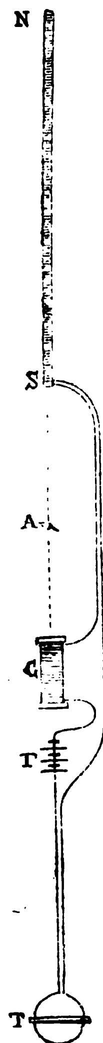
$$\varkappa = \frac{\mathcal{J}}{\mathcal{H}}, \qquad (8)$$

mely épen a különböző anyagok mágneseződésének a fokát méri és **mágnesfoghatóságnak**, vagy **mágnesi susceptibilitásnak** is neveztetik.

540. Egy megjegyzést kell tennünk, hogy $\mathcal{H}$ mágnesező erő megbecsülése közben hibát ne ejtsünk. Midőn egy test mágneses térbe helyeztetik, a legtöbb esetben megtörténik, hogy a megjelenő szabad mágnesség a teret módosítja, úgy, hogy a tényleges mágnesező erő $\mathcal{H}$ a tér eredeti $\mathcal{H}'$ intenzitásától különbözni fog. Ennélfogva a mágnesezés intenzitása $\mathcal{J}$, melyet ez a test összes pontjaiban fölvesz, mágnességi susceptibilitásán kívül még az alakjától is függ. Ugyanis az alaktól függ a térre való visszahatás, mely olyan bonyolódott, hogy csak kevés esetre számítható ki, melyek között még az eredetileg egyenletesnek vett mágnesi térben hosszával a tér irányában fekvő prizmatikus hasábnak oly egyszerűnek látszó esete sincsen! Visszahatása a hasáb belső pontjaiban a mágnesező erőt csökkenteni törekszik (**538**) és pedig a közepe táján kevésbbé, mint a végek

felé és általában annál kevésbbé, mennél nagyobb a hossza a keresztmetszet méreteihez képest.

Ha a rúd nagyon hosszú, akkor a végein jelentkező szabad mágnességnek a hatása elhanyagolható és a belső pontokban működő mágnesező erő egyenlőnek vehető azzal, mely a külső pontokra hat; föltehetjük, hogy a mágnesezés az egész hosszában egyenletes, kivéve a végeket, a hol valamivel gyengébb. Ez a föltevés annál inkább megengedhető, mennél kisebb a rúd susceptibilitása; nagyon erősen mágneses anyagra nézve azonban, a minő a vas, a hossznak a vastagságnál legalább is 500-szor akkorának kell lennie.



760. ábra. A susceptibilitás változása.

541. Ámde nem kell azt hinni, hogy a susceptibilitás, $\varkappa$ egy és ugyanazon anyagra nézve állandó! Igen különböző értékeket vehet fel, a szerint, hogy milyen az anyag keménysége, tisztátalansága, hőmérséklete; de még egy adott fémdarabra, adott fizikai körülmények között sem állandó.

Annak a törvénynek a meghatározására, mely szerint a mágnesi nyomaték s vele együtt $\varkappa$ együttható a mágnesező erő növekedése közben változik, a következő kisérleti berendezés szolgálhat:

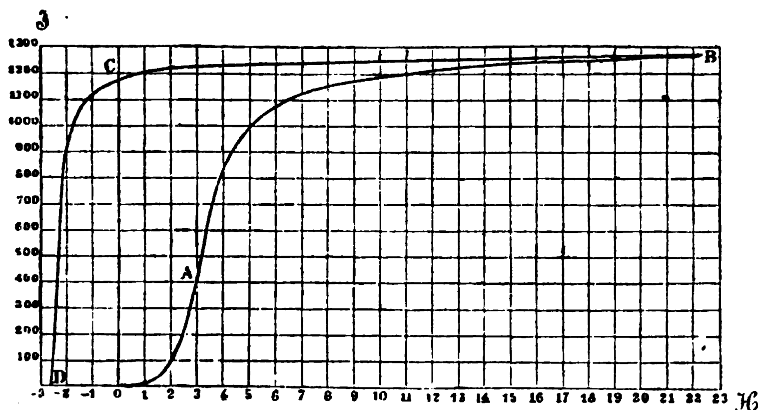
A *P* galvántelep áramkörébe beiktatjuk *NS* és *G* drót tekercseket, valamint *T* tangens- vagy másféle galvanométert (760. ábra); *NS* úgy készül, hogy hosszú csőre szigetelt rézdrótot lehetőleg egyenletesen feltekerünk.

NS cső, oldalt az *A* mágnestűtől, tengelyével a mágnesi meridiánra merőlegesen helyezendő el, meghosszabbításába pedig *G* orsó oly módon, hogy a szolenoidnak a tűre való hatását, akkor, a mikor

ez üres, épen ellensúlyozza; ha már most a csőbe egy pálczát helyezünk el, csupán csak az ebben indukált mágnesség fog a tűre hatni.

A mágnestű kitéréseit szokott módon a tükröcske segítségével (**512**) leolvasván, a rúd mágnesi nyomatéka a **468.** p. (4) képlete alapján kiszámítható, ha H helyébe a cső belsejében az áramtól létesitett mágnesi térnek intenzitását helyettesítjük. Az áram mérésére szolgáló T galvanométert természetesen oly távol kell felállítani, hogy tűje NS és G mágnes hatását meg ne érezze.

542. A 761. ábra egy 30 cm hosszaságú és 0,077 cm vastagságú, közvetetlenül a kisérlet előtt kiizzított lágy vas dróton végzett észlelések sorozatának eredményét tünteti elő.



761. ábra. Mágnesezés görbéje.

Az abscissák a mágnesező erő, az ordináták pedig a megfelelő mágnesezési intenzitás $C.$ $G.$ $S.$ rendszerbeli értékeit ábrázolják.

A felszálló DAB ág úgy keletkezett, hogy a mágnességétől teljesen megfosztott dróton (**545**) 0-tól növekedő áram hatott; a görbének A-ban forduló pontja van, a mi azt jelenti, hogy $\mathfrak{J}$, a mágnesezés intenzitása, eleinte gyorsabban, később pedig

lassabban növekedik, mint a $\mathcal{H}$ mágnesező erő. Az A-n túl igen nagy intenzitású mágnesező erő hatása alatt a görbe az abscissák tengelyével párhuzamossá törekszik lenni, jelezvén ezzel, hogy ha a mágnesező erő növekedik, a mágnesezés egy bizonyos határérték felé törekszik, mely a **mágnesezési telítettség** állapotának felel meg.

Sikerült a lágy vas, az öntött vas, az aczél minden faja, a nikkel és a kóbalt telített mágnesezését meghatározni. Az a mágnesező erő, melyen túl a mágnesezés állandónak tekinthető, a vas és a nikkel esetében 2000 egységnél kisebb, az öntött vasra és a kóbaltra nézve pedig 4000-nél kisebb.

Úgy látszik, hogy a mágnesezés intenzitásának maximuma a lágy vasra nézve 1700, az öntött vasra s lágy aczélra 1250, a nikkelre körülbelül 450 és a kóbaltra körülbelül 1300 *C.G.S.* egység körül van.

A görbe mutatja, hogy a vas susceptibilitása kezdetben igen gyönge, azután gyorsan nő, gyorsan maximumot ér el, mely az egyes fajták szerint 2—3 egységnyi mágnesező erőre 250—300-ra emelkedik s azután csökken. A nyers vasra nézve a $\varkappa$ maximuma nagyobb, mintegy 11 egységnyi erőnek felel meg s nem több, mint 53. A kemény aczél legnagyobb susceptibilitása alig 10, a kóbalté mintegy 13, a nikkelé pedig mintegy 20 egység körül van.

A többi anyagok susceptibilitása mindig kisebb 0,00001-nél s ezekre nézve állandónak tekinthető.

Még megjegyezzük, hogy a diamágneses testekre nézve a $\varkappa$ negativ és mindenkor igen kicsiny, mert mindenkor kisebb, mint a bizmutra vonatkozó érték, t. i. $\frac{1}{400\,000}$.

543. Térjünk már most vissza a lágy vasnak 761. ábrában feltüntetett viselkedésére. B-től C-ig az áram egészen a zérusig folyvást gyengíttetett, C-től D-ig megfordíttatott, minek következtében a mágnesi tér iránya ellenkezőre fordult. Ezen a leszálló ágon igen feltünő a mágnesezésnek jelentéktelen csökke-

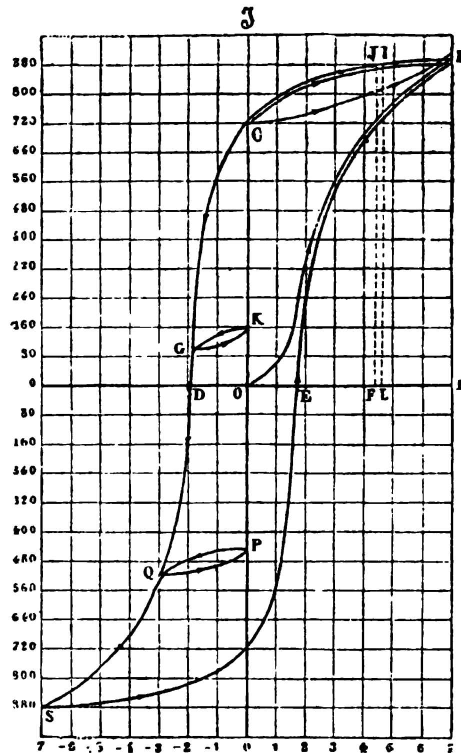
nése a mágnesező erőnek kisebbedése közben, úgy, hogy a mikor ez utóbbi zérussá lett, a megmaradó mágnesezés: *OC*, még mindig 1170 *C. G. S.* egység, vagyis a legnagyobb értéknek 90%-a; de ki kell emelnünk, hogy tartóssága vajmi csekély, mert hiszen a 2,75 egységnyi *OD* ellentett irányú erő elegendő, hogy teljesen lerontsa. Ez az *OD* mintegy a mágnesezés állandóságának mértékeül tekinthető s **koerczitiv erő** nevét adták volt neki. A nyers vasra nézve a koerczitiv erő 5 egységre emelkedik, a kemény aczélban pedig 50 egységnél nagyobbnak találták.

Az állandó mágnesezést (488) tárgyalván, nem szabad szem elől téveszteni, hogy a mágnesi tér megszüntetése után is, a melybe a vasdarab elhelyeztetett volt, ez általában tovább is megmarad valamilyen mágnesező erő hatása alatt, a mely épen az ő megmaradó, de enyészőben levő mágnességétől ered. Ennek az *elmágnesítő erő*nek észrevehető a hatása a rövid darabokban, majdnem észrevehetetlen a hosszú rudakban, a zárt szolenoidból álló gyűrűben pedig semmi. Innét van, hogy míg a gyűrűvé hajlitott lágy vasban, vagy pedig hosszú pálczában a maradandó mágnesség intenzitása igen nagy, addig az elektromágnes vas magvában, melynek hossza rendesen csak 10—20-szor akkora mint a vastagsága, jóformán semmi.

544. Ha már most tanulmányozni kivánjuk azt az ellenállást, mely a különböző anyagok mágnesi állapotuk megváltozása ellenében kifejtenek, jó az elmágnesítő erő hatását lehetőleg kiküszöbölni azzal, hogy hosszú drótokkal, vagy a mi még jobb, zárt gyűrűkkel kisérletezünk.

A már egyszer megszerzett mágnesi állapotnak megtartására irányuló törekvést a 761. ábra világosan tünteti elő; jól látható rajta, hogy a mágnesezés, miután *B*-ben maximumát elérte volt, a mágnesező tér intenzitásának jelentékeny csökkenésére is csak igen kevésre fogyatkozik; hasonlóképen a mágnesezésnek minden növelése ellen is mutatkozik bizonyos vona-

kodás, miután a mágnesezés valamennyire már megfogyatkozott. Ugyanez kiolvasható a 762. ábrából is, mely egy hosszú, több cziklikus változásnak alávetett lágy vas drótnak viselkedését írja le. Különös figyelmet érdemel a felső *BC* hurok, mely akkor keletkezett, midőn a mágnesező erő intenzitásának legmaga-



762. ábra. Mágnesezés görbéje.

sabb értékéről, 7 egységről 0-ra szállíttatott le s azután újra ugyanakkora értékre emeltetett; nézzük meg a másik két kisebb hurkot is, melyek *G* és *Q* pontokon akkor jöttek létre, midőn a mágnesező erő, mely most negativ volt, a 0-ig emeltetett s azután ismét eredeti értékére vitetett. A két érték között növe-

kedő mágnesezésnek a görbéje különböző az ugyanazon értékek között csökkenő mágnesezésnek a görbéjétől, a miből azután az következik, hogy a mágnesező erő közbül eső minden egyes értékének a mágnesezés intenzitásának két különböző értéke felel meg; továbbá a csökkenés fázisában az intenzitás nagyobb, mint a növekedés fázisában.

Látszik tehát, hogy a mágnesezés nem tart lépést a mágnesi tér változásával, hanem mindig némileg visszamarad; az összes mágneses testeken tapasztalt ilyenféle törekvés, melynélfogva pillanatnyi mágnességi állapotában kitartani törekednek, EWING-től a **mágnesi hiszterézis,** mondjuk mágnesi **tétlenség** nevét nyerte.

Ezen mágnesi tétlenség miatt nincsen határozott kapcsolat az $\mathcal{J}$ és a $\mathcal{H}$ értékei között, minthogy adott pillanatban a mágnesezés intenzitása nemcsak a mágnesező erő ugyanezen pillanatbeli értékétől függ, hanem attól is, hogy a vizsgálat alatt álló darab miféle hatásoknak volt megelőzőleg alávetve.

Azért is, hogy az $\mathcal{J}$ és $\mathcal{H}$ viszonyának, a melyet mágnesi susceptibilitásnak neveztünk volt el, határozott jelentményt tulajdoníthassunk, azt úgy kell majd értenünk, hogy olyan darabra vonatkozik, mely teljesen lemágneseztetvén, első ízben vettetik alá a zérustól folytonosan növekedő mágnesező erő hatásának.

545. Megeshetik, hogy valamely mágneses test látszólag olyanféle **közönbös, neutrális állapot**ban van, hogy a sarkiságnak semmiféle nyomát sem mutatja; pedig belseje ugyanakkor az előbb elszenvedett bánásmód miatt olyanféle állapotban lehet, hogy nagyobb hajlandósága van inkább az egyik iránybeli mágneseződésre, mint az ellentettre.

És valóban, ha a mágnesezés görbéjének leszálló ágán levő G pontot mélyebben választottuk volna meg, úgy intézhettük volna a dolgot, hogy annak a kis körfolyamatnak K csúcsa épen a zéruspontra eshetett volna: ekkor a vas drót semmiféle mág-

nesi erőnek nem lenne alávetve, és nem volna semmiféle maradék mágnessége s még sem tért volna vissza természetes állapotba, mert hiszen csekély pozitiv mágnesező erő nagyobb intenzitású mágnesezést közölt volna vele, mint ugyanakkora, de negativ mágnesező erő.

Hogy sikerüljön a testet úgy megfosztani mágnességétől, hogy kezdeti susceptibilitása az iránytól független legyen, váltakozólag ellentett irányú mágnesezések egész sorozatának kell alávetni; ezt a műveletet a mágnesezési intenzitás oly fokán kell megkezdeni, mely minden megelőzőnél magasabb s a mágnesező erőt lassanként egészen a zérus értékig kell csökkenteni.

546. A mágnesi hiszterézis hatása miatt a mágnesezés minden cziklikus változását az energia szétszóródása kiséri; a szétszórt, t. i. hővé átalakult energia mennyiségét, ha $\mathcal{H}$ és $\mathcal{J}$ *C. G. S.* egységekben van kifejezve, erg-ekben megadja az a szám, mely a cziklust kifejező huroknak a területét méri.

A **474.** pontban megállapitottuk, hogy az egyenletes mágnesi tér hatása alatt állandó egyensúlyi állapotban levő mágnes energiáját mágnesi nyomatékának a tér intenzitásával való szorzata, $-\mathcal{M}\mathcal{H}$ adja meg s ha most egy vasdarabot veszünk tekintetbe, mely $\mathcal{H}$ intenzitású mágnesi tér megosztó hatása alatt $\mathcal{J}$ intenzitású mágnesezést vesz fel, ennek a vasnak minden térfogategységében

$$-\mathcal{J}\mathcal{H}$$

energia fog lenni; a negativ előjel arra utal, hogy ez az energia a mágnesi tér s a vele együtt változó mágnesezési intenzitásnak minden csökkenésekor növekedik; ez a növekedés mindenkor a külső erők rovására esik, melyek a megkivántató munkát fedezik. Ennek a munkának kiszámitásánál feltehető, hogy a $\mathcal{H}$ végtelen kicsiny, 762. ábrában *LF*-fel ábrázolt változása közben a mágnesezés intenzitása az *LI* és *FJ* értékek átlagával egyenlő, úgy hogy az energia megfelelő elemi növekedését *LIFJ* trapéz adja meg s ennélfogva a munka, mely a térfogategység-

nek B állapotból a C állapotba való juttatására szükséges, $HBIJCO$ területtel egyenlő. Ha a rákövetkező, C-ből B-be való mágnesítés görbéje a lemágnesítésnek ugyanezen pontok közé eső görbéjével egybeesnék, az egy cziklusnak megfelelő munka zérus volna; ámde a hiszterézis miatt a két görbe nem eshetik egybe s ennek következtében a lemágnesítésre felhasznált munka nagyobb annál, mely a rákövetkező mágnesezést kisérő energiacsökkenésből ered s azért is a CB cziklusnak megfelelő fogyasztás a zárt hurokkal van kifejezve és hővé alakul át.

Ugyanilyen megfontolások alkalmazhatók a nagyobb $BDSEB$ hurokra is, mely két egyenlő nagyságú, de ellentett irányú mágnesítő erő közé eső cziklusra vonatkozik, mely esetre közelítő számítással kimutatható, hogy a területe a legnagyobb mágnesezés s a koerczitiv erő, vagyis az OH és OD egyenesek szorzatának négyszeresével egyenlő. Értékét a-val fogjuk jelölni; feltéve azt, hogy a kis kaloria egyenértéke $4{,}2.10^7$ erg, a vas sűrűsége 7,7, fajlagos hője 0,11, kiszámíthatjuk az egy mágnesezési cziklus közben fejlődő hőmérséklet-emelkedést. Ugyanis

$$\frac{a}{4{,}2.10^7.7{,}7.0{,}11} = \frac{281}{10^{10}}\, a.$$

A példaképen felemlített kiizzított lágy vasra $+7$ és -7 mágnesező erők között a kb. 7000; ámde egy egész, két ellentett irányú telítés közé eső cziklus kb. 10 000 erg-et tesz ki, s azért is mintegy 4000 cziklus volna szükséges, hogy a lágy vas hőmérséklete 1 C. fokkal emeltessék.

Az edzett vasnál egy teljes cziklusban a szétszóródás nagyobb és 16 000 erg-et érhet el; az öntött vasnál 30 000—40 000-et. Az aczélnál a széntartalommal általában növekedik, s 40 000—60 000 közé esik, a legkeményebb aczélnál pedig 117 000-re emelkedett. Az edzett nikkelre HOPKINSON 20 000-et talált, de ha kiizzította, csak 11 000-et; 2% vastartalmú kóbalt pálczára nézve pedig 1 cm³-ként 30 400 ergont.

547. A megelőző kisérletekben a mágneses anyagok ütések és bármiféle rázkódások ellenében védve voltak; minthogy a rezgések úgy a mágnesítést, mint a lemágnesítést megkönnyítik: a kicsi mágnesező erőknek megfelelő $\varkappa$ susceptibilitást nagyobbítják, csökkentik a koerczitiv erőt s vele együtt a hiszterézist is és közelítvén a leszálló görbét a mágnesezés felszálló görbéjéhez, ezek meredekebbekké válnak, úgy, hogy a hurok területe s ennek következtében az energia szétszóródása is igen kicsinynyé válki; különösen a lágy vasra nézve áll mindez, mely minden rázkódás iránt igen érzékeny, úgy, hogy csupán csak ütögetéssel majdnem tökéletesen visszavihető természetes állapotába s nem szükséges ebből a czélból a váltakozó és folytonosan csökkentett mágnesezés müveletének alávetni.

A mechanikai hatásokkal előidézett rugalmas alakváltozások a susceptibilitásra hatással vannak. MATTEUCCI vette észre először, hogy a hosszmenti nyujtásnak alávetett vasban a mágnesség növekedik; de VILLARI azt a fontos fölfedezést tette, hogy ez csak addig áll, a míg a mágnesi tér intenzitása egy bizonyos értéken alul van: azontúl a nyujtásnak épen ellentett hatása van, a mennyiben a mágnesezést kisebbiti. WIEDEMANN ismét a sodrásnak a mágnesezésre való hatását tanulmányozta igen behatóan; később pedig LORD KELVIN mindemez igen bonyolódott jelenségeket rendszerés vizsgálatnak vetette alá s a többi között kiderítette, hogy a tranzverzális irányú mechanikai hatások a longitudinális hatásokkal ellentett eredményeket létesitenek és hogy úgy az egyik, mint a másik olyanféle susceptibilitást gerjeszt, mely más a tengelyhez párhuzamos irányban, mint a reája merőlegesben.

A nikkelen a nyujtás hatása jóval jelentékenyebb, mint a vason s nem mutatja a VILLARI-tól észrevett forduló pontot, a mennyiben mindenkor a mágnesezés csökkentésében áll, bármilyen legyen is a térnek intenzitása. A kóbalt ellenben mutatja a **Villari-féle hatást**, de a vassal épen ellenkező értelemben, a mennyiben a nyujtás gyenge mágnesi térben a

susceptibilitást kisebbíti, a nagy intenzitású térben pedig fokozza.

A rugalmas erőknek a mágnesezés intenzitására való hatását kétféleképen berendezett kisérletek sorában vizsgálták meg: előbb állandó rugalmas alakváltozás mellett a mágnesező erőt változtatták, azután pedig állandó mágnesi térben rendszeresen változtatott mechanikai hatásoknak vetették alá a mágneses testet. A mágnesezés a két esetben nem volt ugyanaz, de a hiszterézis úgy az első, mint a második esetben érvényesült.

Ugyanis az állandó mágnesi térben első ízben nyujtott drót mágnesezése a feszítő súlylyal növekedik, elér egy maximumot s azután csökken; ha már most a feszítő erőt lassanként kisebbítjük, a mágnesezés intenzitása nem tér vissza az előbbeni megfelelő értékekre: kezdetben fokozódik, egy másik maximumot ér el s azután csökken, de intenzitása mindenkor nagyobb marad, mint a mekkora a terhelés előtt volt.

A drót feszitését két szélső határ között folytonosan és ismételve változtatván, a mágnesezés intenzitásának változása cziklikussá lesz, de a felszálló görbe mindig különbözni fog a leszállótól.

Ebben a folyamatban a nyers vason a hiszterézis sokkal határozottabban mutatkozik, mint a kiizzított vason, vagy a nikkelen.

A rugalmas erőknek igen érdekes játéka az, a mi a lemágnesezett vason észlelhető. T. i. a rugalmasság határán belül levő, a mágnesezést megelőző nyujtásnak is van hatása a mágnesi anyag susceptibilitására. Ez a viselkedés azokra a szerkezetbeli molekuláris változásokra emlékeztet, melyek a rugalmas alakváltozások nyomában fenmaradnak; a kisérlet megmutatta, hogy elenyésztethetők azzal, ha a fémet egészen a zérusig fogyó váltakozó mágnesítéseknek, vagy pedig erős rázkódásoknak vetjük alá.

548. Nem bocsátkozhatunk be mélyebben a vas mágnesi és rugalmassági tulajdonságai között talált igen bonyolódott

kapcsolatnak fejtegetésébe; e helyett EWING-nek a mágnesi megosztást tárgyaló monografiára utalunk.

Csak jelezzük, hogy a mágnesezésnek a rugalmas hatásoktól okozott változásához a megfelelő fordított jelenség is észlelhető: a mágnesezésnek alávetett test hossza megváltozik. A jelenségek eme kölcsönössége, melyet J. J. THOMSON elméleti alapra fektetett, valamint néhány más tény is, a megfigyelést megelőzőleg volt előre mondható.

A vas, melynek susceptibilitása a gyenge mágnesi térben gyarapodik, az erősben pedig csökken, ennek megfelelőleg a VILLARI-féle ponton (**547**) alul levő mágnesezés hatása alatt meghosszabbodik, azon túl pedig megrövidül; a kóbalt ebben a tekintetben is a vassal épen ellenkező viselkedésű; végre a nikkel, mely bármilyen intenzitású térben, ha nyujtatik, susceptibilitásából veszít; s ennek megfelelőleg, bármilyen mágnesező erő hatásának vettessék alá, mindég rövidül.

549. Nagyon feltünő a **hőmérséklet hatása a mágnesi susceptibilitásra**: adott intenzitású térnek s adott hőmérsékletnek megfelelő mágnesezés más, ha a művelet folyama alatt a hőmérséklet állandó s a mágnesi erők változnak s más, ha ez utóbbiak állandók, a hőmérséklet pedig változó. Ugyanis valamely test mágnes állapota, ha a mágnesítés előtt fölmelegíttetik, nem lesz olyan, mint ha a mágnesítő erők hatása közben hevíttetik.

Az első eljárás fokozatosan emelkedő hőmérsékletek alatt olynemű mágnesezési görbékre vezet, melyek a gyengébb mágnesező erőknél meredekebbek, erős mágnesező terekben pedig lehajlók; más szóval a melegítés kis erőkkel szemben nagyobbítja a susceptibilitást, nagy erőkkel szemben pedig csökkenti.

Igy például HOPKINSON azt találta, hogy a kovácsolt vasdarab susceptibilitása kis erőkre nézve egészen 775°-ig nagy volt, s ezen a hőmérsékleten jóval nagyobb volt, mint a hideg vasé; de már csak néhány fokkal föllebb jóval kisebbé vált s 786° alatt teljesen elenyészett.

Nagy erő hatása alatt a mágneses állapotból a nem mágnesesbe való átmenet kevésbbé hirtelen volt, de mindenkor ugyanazon hőmérséklet alatt ment végbe.

Ez a **kritikus hőmérséklet** a vizsgálat alá vett darabbal változik, de a vas és az aczél különböző fajtáira nézve 690° és 870° közé esik. A kóbalté magasabb. A nikkelé mélyebb, mintegy 300° ; ebben a fémben a melegítés hatása az alacsonyabb hőmérsékletek alatt szembetünőbb, mint a vasé s a susceptibilitásnak enyészése fokozatosabb.

A mágnestulajdonság elvesztése nem az egyedüli tény, mely a molekulai szerkezetnek a kritikus hőmérséklet alatt bekövetkező mélyreható átalakulását elárulja. Egy vasdrót, vagy még jobban egy aczéldrót, ha vörös izzásig hevítjük s azután kihülni engedjük, mint tudva van, megrövidül; de a mikor a kritikus pontra lehült, valamennyire megnyulik s azután tovább folytatja az összehuzódását: ez a pillanatnyi megnyulás hőfejlesztéssel jár, s ennek következtében a lehülésben kis megállapodás, sőt olykor hőmérséklet-emelkedés következik be, melyet még a kisugárzott fény is szembetünőbbé tehet, a mennyiben az ú. n. **recalescentiára** ad alkalmat: ugyanekkor a drót mágnesessé válik. És megfordítva, azt találták, hogy ha a drót állandó hőközléssel hevíttetik, mihelyt a kritikus pont eléretett, a hőnek egy része elnyeletik s az alatt a mágnesi susceptibilitás veszendőbe megy.

Az elektromos vezetőképességnek a kritikus hőfok körüli változásai is a molekulai szerkezet megváltozására utalnak.

550. Változtassuk már most a hőmérsékletet, mialatt a mágnesi tér állandó intenzitáson tartatik. Az első fölmelegítés hatása azoktól a mágnesezési folyamatoktól függ, melyeknek a vizsgált darab megelőzőleg alá volt vetve; ez tehát lehet épen úgy a mágnesezésnek gyarapodása, mint csökkenése s a mely akkor is megváltozott marad, a mikor a kezdeti hőmérséklet helyreállíttatott. Ha tehát a hőmérsékletet két határozott hőfok

között ide-oda szöktetjük, akkor a mágnesezés minden egyes szökkenés alkalmával emelkedni fog, ha a darab mágnesező erőnek van alávetve; ellenben csökken, ha permanens mágnességről van szó. Ezeknek a hőmérsékleti oscillatióknak elegendő száma után a mágnesezés is kezd két állandó határ között ide-oda járni, melyek közül a nagyobb intenzitás a magasabb hőmérsékletnek felel meg, ha a mágnesezés gyenge, ellenben az alacsonyabbnak, ha erős.

Az efféle cziklikus változások a hiszterézis tüneményét nem mutatják, ha a kritikus hőfoktól bizonyos távolságban mennek végbe s azért is minden hőfoknak a mágnesezés intenzitásának határozott értéke felel meg (**492**). Nem áll ez azonban akkor, a mikor a fém közel van hozzá, hogy saját mágnesi susceptibilitását elveszítse; sőt most voltaképen két kritikus pontot fogunk találni: az egyik, a magasabb, a melegedésnek s a mágnesi tulajdonságok elenyésztének felel meg; a másik pedig a mágnesi tulajdonságoknak a lehüléssel járó ujra támadásának. A két hőmérséklet különbsége a vas és az aczél esetében rendesen nem több 10—12°-nál; de a legkeményebb aczélra nézve olykor több: a vas és a nikkel egyik ötvényében meglepő nagy. Elég legyen megjegyezni, hogy 25% nikkelt tartalmaz. Ez az ötvény azt a furcsa dolgot példázza, hogy bár két igen erősen mágneses anyagból van összetéve, jóformán teljesen nem mágneses, ha csak 0° alá nem hűttetik, mely lehűtés után felveszi és megtartja a mágnességet és erősen mágneses marad, míg 580°-ra nem hevíttetik. Az ötvény tehát mintegy 600°-nyi közön belül két tökéletesen állandó állapotban lehet, a melyek a mágnesi tulajdonságokon kívül még kohézióbeli állapotukra nézve is élesen különböznek egymástól. A drótokba kihuzott ötvény, ha nem mágneses, 30% megnyujtást megbír és 1 mm^2-kénti 80 kg terhelés alatt szakad el; de ha mágneses, csak 8%-kal nyujtható és szilárdságának modulusa 135 kg-nál nagyobb.

Ezek a tények előreláthatóvá teszik, hogy a gyengén mágneses fémek egynémelyike mágnesezhetővé válik, ha a jelenleg

előállíthatóknál mélyebb hőmérsékletekre sikerül majd őket lehűteni.

Végre arra nincsen példa, hogy a hőmérséklet hatására paramágneses test diamágnesessé válnék.

551. A mágnesi tér intenzitását mérő $\mathfrak{H}$ mágnesi erő a legegyszerűbben a levegőben levő pontokra nézve határozható meg (**465**); ugyanezt a definiczióját a vas belsejében levő pontokra is kiterjesztjük. Hogy ezt tehessük, az illető pontot a vas belsejében, a mágnesi tér irányában kivájt végtelen kis keresztmetszetű rövid csatornácskába képzeljük bele, melynek falai mindmegannyi elemi szolenoidból állván, szabad mágnességgel, mely az illető pontban hatna, nem bírnak. De ha a vasban a mágnesezés irányára merőleges, végtelen szűk rést gondolunk, ennek falain a szabad mágnesség sűrűsége az **539.** pont (7) képletében kifejezett mágnességi intenzitással bír: a két fal közé fogott sark egységére $4\pi\mathfrak{J}$ erővel hat, mely az előbb említett $\mathfrak{H}$ intenzitással algebrailag összeadódik. Ez az összeg:

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{H} + 4\pi\mathfrak{J} \tag{9}$$

a **mágnesi indukczió** nevét viseli.

Az ezen a résen áthatoló erővonalak, melyek a két felületen levő szabad mágnességtől erednek, a vas tömegében folytatódnak, követik a mágnesezés irányát s a külső mágnesi tér erővonalaihoz csatlakozván, a **mágnesezés vonalainak** nevét veszik fel. Ezek a vonalak együtt az ú. n. **indukczió vonalakat** alkotják s a felület egységén merőleges irányban áthatoló áramlásuk (**340**) mértéke nyilván $\mathfrak{B}$.

A mágnesi indukczió s a mágnesező erő viszonya:

$$\mu = \frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{H}} \tag{10}$$

a **mágnesi permeabilitás**, vagy mágnesi vezetőképesség nevét kapta, mely megállapodásban egységül a levegő permeabilitása fogadtatott el. Lássuk már most, hogyan lehet a $\mathfrak{B}$ és a μ

mennyiségeket közvetetlenül mérni. Mindenekelőtt, visszaemlékezvén a susceptibilitásnak az **539.** pontbeli meghatározására, mely

$$\varkappa = \frac{\mathfrak{J}}{\mathfrak{H}},$$

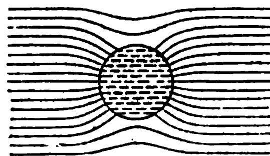
felállítjuk a következő kapcsolatot:

$$\mu = 1 + 4\pi\varkappa. \qquad (11)$$

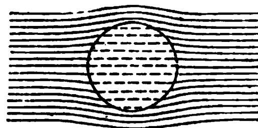
Ez a permeabilitás s a susceptibilitás közötti kapcsolatot fejezi ki s a (9) és (10) képletek összeszorzásából nyerhető.

Látjuk tehát, hogy valamely test mágnességi állapota akár a mágnesezés intenzitásával ($\mathfrak{J}$), akár pedig a mágnesi indukczióval ($\mathfrak{B}$) fejezhető ki; ez utóbbival a mérés még az oly esetekben is lehetségessé vált, a melyekben a mágnesezés, a minő például a zárt szolenoidot alkotó vasgyűrűnek a mágnesezése, kifelé semmiféle hatással nem bír.

552. A levegőben az indukczió-áramlás az erő-áramlással megegyezik; a vasban, a nikkelben, a kóbaltban s a többi paramágneses (**487**) testben a permeabilitás az egységnél nagyobb, a miért is az indukczió vonalai sűrűbbek, mint a levegőben; a diamágneses testekben ellenben a $\mu < 1$ s ennélfogva az indukczió-vonalak ritkábbak. A 763. ábra azt mutatja, hogy mily



763. ábra. Vasgolyó a mágnesi térben.



764. ábra. Diamágneses golyó.

módon változtatja meg egy lágy vas golyó az egyenletes mágnesi tér párhuzamos és egyenlő közű vonalainak elosztását: a vas golyó egyenletes mágnesezést vesz fel, mely az ő indukczió-vonalaival van kifejezve; ez utóbbiak nyilván a külső mágnesi tér erővonalainak folytatásába eső párhuzamos, egyenlő

köző (rajzunkban kipontozott) vonalak. A 764. ábra viszont a diamágneses golyó esetét tünteti elő, mely azonban oly szembeszökő alakban a természetben nem fordul elő, mert a bizmuténál jóval kisebb permeabilitásnak felelne meg; a mely —0,99982, már pedig ez a legkisebb ismert permeabilitás. Jegyezzük meg azonban, hogy ezt az esetet mégis előállíthatnók, ha paramágneses közegben szintén paramágneses, de kisebb permeabilitású golyót helyeznénk el.

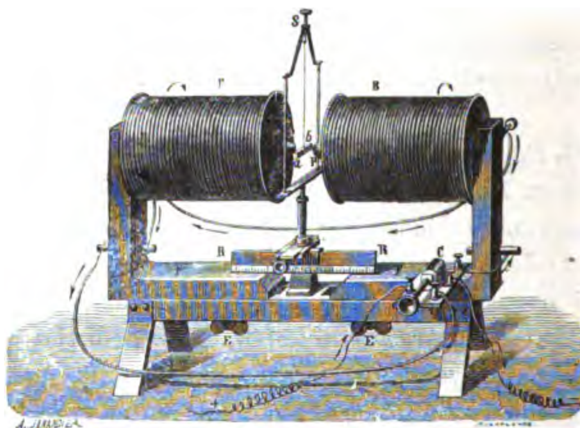
553. Egy izotróp, mágnességétől megfosztott golyó, egyenletes térben helyeztetvén el, közönbös egyensúlyi helyzetben marad meg, mert minden helyzetben egyenlő mágnesi energiára tesz szert; de visszaemlékezvén arra, hogy a mágnesi energia a mágnesi nyomatéknak a tér intenzitásával alkotott, ellentett jellel vett szorzatával egyenlő **(546)**, megérthető, hogy az anizotróp golyó, melynek susceptibilitása nem minden irányban ugyanaz, legnagyobb susceptibilitásának tengelyével a mágnesi tér irányában fog törekedni elhelyezkedni, mert ekként mágnesi energiája értékének minimumára száll. Ellenben a diamágneses testekre nézve, melyek mágnesi nyomatéka negativ, az energia értéke pozitivvá lesz s azért is a diamágneses pálczika abba a helyzetbe törekszik jutni, melyben indukált nyomatéka a legkisebb, vagyis az erővonalakra merőleges állásba.

Ugyanazon oknál fogva a nem egyenletes mágnesi térben levő paramágneses testek azokba a pontokba űzetnek, a hol a tér intenzitása nagyobb, a diamágneses testek pedig oda, a hol az intenzitás kisebb; az előbbieket a mágnes vonzza, az utóbbiakat pedig taszítja.

Ezek a mozgások a 765. ábrában látható készülék segítségével könnyen megmutathatók, mely igen erős mágnesi tér előállítására s a benne végbemenő igen változatos jelenségek vizsgálására nagyon alkalmas.

A lágy vasmagvak a szintén vasból való két derékszögre vannak erősítve; ezek a megint csak vasból való tar-

tón csúsztathatók és toló csavarokkal reá erősíthetők, úgy, hogy a *b* sark-felületek a kivánt távolságba helyezhetők. Ez utóbbiak a két vasmag felületére helyezett vasdarabok segítségével tetszés szerinti alakra hozhatók, és sarkiságuk az áramnak az orsókban való keringése irányával együtt felcserélhető.



765. ábra. Készülék a diamágnesség tanulmányozására.

Ha a sarkfelületek kúpalakúak és közéjük egy golyócskát függesztünk fel, megfigyelhetjük, vajjon közeledik-e ez a mágnesi tengelyhez, vagy pedig eltávozik-e tőle; ha ugyanoda pálczikát függesztünk fel, megláthatjuk, hogy tengelymentileg vagy pedig tranverzálisan helyezkedik e el: ily módon eldönthetjük, hogy *paramágneses* vagy pedig *diamágneses* testtel van-e dolgunk.

A folyadékokat eme vizsgálatnak akként vethetjük alá, hogy üvegcsövekbe zárjuk, vagy pedig óraüvegekben a sarkfelületekre helyezzük, miként a 766. ábrában látható, hol is *P* valamely paramágneses, *D* pedig diamágneses folyadék magatartását tünteti elő.

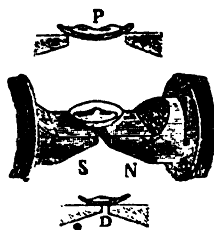
A légneműeket szappanbuborékokban vizsgálhatjuk meg, vagy pedig a sarkok közé légáramot hajtunk, melynek árnyékát lencsével ernyőre vetített napfényben láthatóvá tehetjük.

A 767. ábra a gyertya diamágneses magatartását tünteti elő. A II., III., IV. számú képek a gyertyaláng alakjának változásai; a mint a gyertyát majd feljebb, majd pedig lejebb tartjuk a két pólus között, lángja mindig tengelymentileg helyezkedik el.

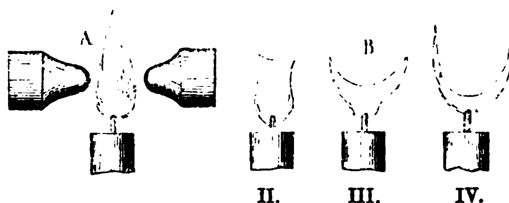
Paramágneses anyagok: vas és minden vegyülete, nikkel, kóbalt, mangan, chróm, cerium, titanium, közönséges platina; a gázak közül csakis az oxigén.

Diamágneses anyagok: bizmut, foszfor, antimón, czink, higany, ólom, ezüst, réz, arany, tiszta platina, víz, alkohol, tellur, selenium, kén, hidrogén, levegő.

A vér, mindamellett hogy vasat tartalmaz, diamágneses. Van aztán néhány anyag, mely aránylag gyenge térben tengelymentileg helyezkedik el, míg a tér erősségének fokozásával tranzverzális helyzetet vesz fel. Ezt az anomaliát érthetővé teszik a vasnak nyomai, melyek az ilyetén, magukban véve diamágneses testekkel keveredve vannak: kezdetben a vas mágnessége a túlnyomó; később, az áram erősödésével, a vasrészecskék csakhamar elérik a telítési pontot (54), s az áram minden további erősbítése csak annak az anyagnak diamágnességét fokozza, a mely a vasrészecskéket tartalmazza.



766. ábra.
Folyadékok vizsgálata.



767. ábra.
A gyertyaláng diamágneses magatartása.

554. A **493.** pontban előadtuk volt az elméletet, mely feltételezi, hogy a mágneses testek mind megannyi elemi mágnes-

ből állanak, s hogy a mágnesezés intenzitásának kisebb-nagyobb foka ezek irányításából ered; most hozzáteszszük, hogy ha a mágneses testek ezen részecskéi a külső erőknek szabadon engedhetnének, a telítettség bármily gyenge mágnesi térben azonnal bekövetkeznék. Ámde ezt nem tapasztaljuk s ezért is azt kell elfogadnunk, hogy minden részecske valamilyen ellenkező erőnek, az ú. n. *koerczitiv* erőnek van alávetve, melyről gyanítható, hogy az egész közvetetlen környezet hatásának az eredője.

E feltevést: a **mágnesezés elméletét** igen szépen megvilágítják EWING kisérletei, a melyekben egymástól egyenlő távolságban tűhegyen forogható mágnestűket állít fel s arra figyelmeztet, hogy ezek magukra hagyatván, mindenféle módon csoportosulhatnak, a nélkül, hogy kifelé bármiféle hatást kifejtenének. Az efféle csoportosulások mind megannyi közönbös állapotoknak **(545)** felelnek meg, s a rendszer egyikből a másikba akkor megy át, ha bármely részében elegendőképen megzavartatott. Az átmenet alkalmával a tűk lengéseket végeznek s lengő mozgásuk hőt fejleszt, mely felszabadul.

Gyenge mágnesi tér hatására a tűk helyzeteikből kissé kitérülnek, melyekbe ismét visszatérnek, ha a tér intenzitása zérussá lett: ez a gyenge ideiglenes mágnesezésnek felel meg. Ha a tér intenzitása növekedik, a kitérülések is nagyobbodnak s végül bekövetkezik az is, hogy egyes csoportok felbomlanak, a mikor is a rendszer hirtelen új csoportosulásba megyen át, a melyben a tűk irányulásában a tér iránya kezd túlnyomóvá lenni; később új meg új csoportok bomlanak fel, úgy, hogy csakhamar az összes tűk majdnem párhuzamosan helyezkednek el. Ez az állapot a mágnesezési görbe meredekebb részének felel meg. Ettől kezdve a mágnesi térnek minden növekedése csak azt a már is kicsiny szöget kisebbíti egy kevéssé, melyet a tűk a tér irányával bezárnak: ez az utolsó stádium, mely a mágnesezési görbének az abscissák tengelyével közel párhuzamos részét példázza.

Ha a második, vagy a harmadik stádiumban a tér intenzitása netán csökken, nem fognak egyszerre ugyanazon csoportok újra alakulni; de a rendszer a legközelebbi, állandó egyensúlynak megfelelő csoportosuláshoz csak fokozatosan közeledik. Ez ismét a maradék mágnesezés s a hiszterézis magyarázatát segíti elő.

A csoportok felbomlása a második stádiumban hirtelenebb, ha a rendszer homogén, vagyis ha a tűk egyenletesen vannak elrendezve, ellenben fokozatosabb, ha az elrendezés szabálytalan. Az első eset a lágy vas esete, a melyben a mágnesezés egy bizonyos ponttól kezdve rohamos, a második pedig az aczélé, mely jóval lassabban tart telítettségi állapota felé.

A hőnek a susceptibilitásra való hatását pedig a tőle előidézett két hatás magyarázza, az t. i., hogy az elemi mágneseket egymástól távolítja s rezgéseket végeztet velök: az első kölcsönös hatásaikat csökkenti s ezzel fogékonyabbakká teszi a külső hatások irányában, a második pedig az eredő nyomatékot kisebbíti. A mágnes-tulajdonságnak a kritikus ponton való elenyészését az a feltevés magyarázná, hogy a rezgő mozgások, megnövekedvén az amplitudjuk, forgó mozgásokká válnak.

A gyenge mágnesi terekben tapasztalt nagyobb susceptibilitás, valamint a koerczitiv erőnek a rázkodásoktól okozott csökkenése (547) az elemi mágnesek pillanatnyi eltávolításának tulajdonítandó, mely az egyes csoportok összefüggését lazítja. Ugyanilyen eszmefűzés a rugalmas alakváltozásoknak a mágnesezésre való olyannyira bonyolódott hatását is megmagyarázza.

Ebben az elméletben nincsen megadva a mágneses testek részecskéinek sarkiasságát előidéző ok s azért az AMPÈRE-féle hipotézissel (541) is megegyeztethető.

Végre a diamágnesség magyarázata arra a tényre alapítható, hogy gyengén mágneses test erősen mágneses folyadékba merítve úgy viseli magát, mintha diamágneses volna (552). Így egy csövecske, mely higított vaschlorüroldattal van megtöltve, a

levegőben tengelymentileg helyezkedik el, ellenben midőn ugyanezen só sűrűbb oldatába van merítve, tranzverzális állásba jut. A tünemény hasonló a hidrosztatikai nyomáshoz, és reá is ugyanazt az okoskodást alkalmazhatjuk, melylyel ARCHIMEDES elvét (I, **179**) fejtegettük. Ennélfogva minden test paramágnesesnek volna tekinthető, ha csak felteszszük, hogy a diamágneses testek kisebb mértékben mágnesesek az őket körülvevő közegnél.

Mivel továbbá a bizmut még a légüres térben is taszíttatik, eme magyarázat megkivánja, hogy az éternek paramágneses tulajdonságai legyenek, és AMPÈRE hipotézise megkivánja, hogy az elemi áramok magában az éterben is szüntelenül keringjenek. De mindezek a feltevések kissé merészek és bizonytalanok, és mindaddig, míg az elektromosság természetét fel nem ismerjük, mindig nagyon problematikusok maradnak.

XLVI. FEJEZET.

ELEKTROMOS TELEGRAFIA.

555. Az elektromágneseknek a telegrafiára való alkalmazása bizonyára a legfontosabb a gyakorlati életre nézve. Az a gondolat, hogy az elektromos tünemények átmenetelének rendkívüli sebessége felhasználtassék, a mult század végére vezethető vissza; kezdetben valamely elektroszkóp kitéréseinek megfigyelésére gondoltak; azután a szikrákra, melyek egy szigetelt vonal drótja és a földdel közlekedő valamely vezető között átugranak; később az áram chemiai hatásaihoz, a galvanométerek kitéréseihez és az elektro-mágneseknek a horgonyra ható vonzásához folyamodtak. Csak az utóbbi két módszer alkalmaztatott nagyban, de a készülékek oly rendkívüli változatosságával, hogy erről csak szakmunkákból vagy a telegrafiai folyóiratok-

ból szerezhetünk alaposabb tudomást. Itt be kell érnünk néhány futólagos vázlattal.

Minden telegraf-rendszer négy lényeges részből áll: a vonalból, a telepből, a jeladóból és a jelvevőből.

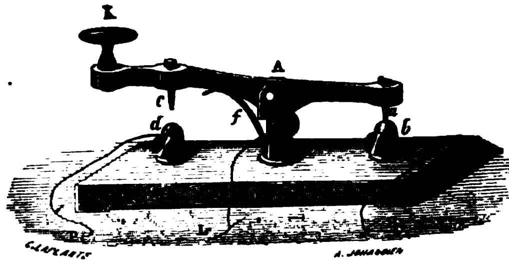
556. A telegráfvonalak levegőbeliek, földalattiak és vízalattiak. Az elsők a vas szívósságánál és olcsóságánál fogva vasdrótból valók, mely czinkkel van bevonva, hogy meg ne rozsdásodjék, és a földbe ásott póznákra vagy az épületekre erősített porczellánszigetelőkhöz van kapcsolva. A földalatti vonalak drótjai guttaperchával vannak szigetelve s rendszerint hozzáférhető csatornákban helyeztetnek el, de ha elásatnak, fémcsövekbe illesztendők, hogy esetleges sérülésektől megóvassanak. A tengeralatti vonalakban a vezető rézdrótok nyalábjából áll, mely több guttapercharéteggel van szigetelve és szurokban áztatott kóczczal körülcsavart vasdrótokkal van megóva. A 768. ábra természetes nagyságban mutatja a tranzatlanti kábel darabját, mely egészben véve 4 millió kilogrammot nyom. *C*-ben látjuk a hét rézdrótot, melyek az áram vezetésére szolgálnak, *G*-ben pedig a szigetelő burkolatokat, aztán pedig egy réteg jutaszálat; mindezek alkotják a vonal *belét*, melyet köröskörül tíz, csavarszerüleg körülfont vasdrót oltalmaz.



768. ábra. Tranzatlanti kábel.

A **telegráf-telepek** általában véve Daniell-tipusbeliek, a a likacsos edény elhagyásával (**442**).

A **jeladó** fémemeltyű (760. ábra), mely a vonallal közlekedő *A* tengely körül forgékony. Midőn a *K* markolatot vagy billentyűt benyomjuk, *c* és *d* között, tehát a *P* telep egyik sarka és az *L* vonal között is érintkezés létesül; midőn magára hagyjuk, az *f* rugó a *a* csúcsot a *b* drótszorítóval érintkezteti, mely ugyanazon állomás jelvevőjével közlekedik, a melyen a jeladó van.

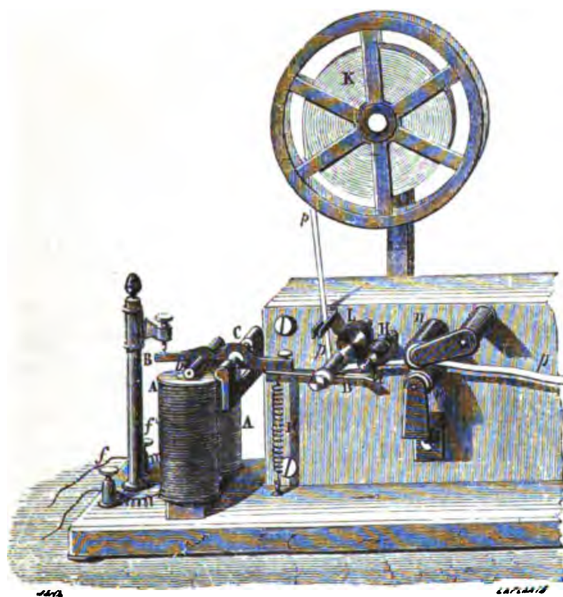


769. ábra. Jeladó.

A **Morse-féle jelvevő** (770. ábra) a *e* horgonynyal felszerelt *E* elektromágnesből áll, mely horgony egy emeltyűre van erősítve; ez a *c* tengely körül forog és a vasmagtól a *D ellenhatású rugó* tartja távol; de túlságosan nem távolodhatik el, mert egyik végével egy finom beállítású csavarba ütközik. Midőn az elektromágnes gerjesztve van, leküzdi az *r* rugó rugalmasságát, s ekkor az *e* horgony leszáll, a nélkül azonban, hogy a vasmaggal érintkezésbe jutna, mert ebben egy második finom beállítású csavar megakadályozza. — A közvetetlen érintkezést azért kell megakadályozni, mert különben a horgony a vasmaggal zárt mágnesi kört alkot, s ennek következtében a maradék mágnesség (**543**) olyan erős, hogy a rugó nem fogná birni a horgonyt a mágnesező áram megszűnésekor a vasmagról leszakitani. — Midőn a horgony leszáll, az emeltyű baloldali *l* vége felemelkedik és a *ppp* papirosszalagot nyomtató festékkel itatott hengerhez szorítja. A szalag az *R* kerékről gombolyodik le, majd a *H* hengerre szorul, melyet kulcscsal felhuzható órarugó hajt. Midőn tehát az elektromos áram a

mágnesező orsóban keringve az elektromágnest gerjeszti és midőn a szalag legombolyodik, folytonos vonal nyomtatódik le, mely azonban az áramkeringés megszüntével rögtön megszakad, mert ekkor a horgony az ellenhatású *D* rugó erejének enged és az emeltyű *l* vége többé nem szorítja a szalagot a festékkel itatott hengerhez.

A szerint tehát, a mint az áram hosszabb vagy rövidebb



770. ábra. Morse-féle jelvevő.

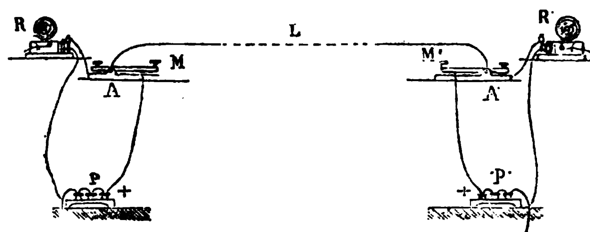
ideig zárva van, hosszabb vagy rövidebb vonalkák, azaz vonalak és pontok rajzoltatnak, melyek alkalmas betürend segítségével a sürgöny szövegének elolvasását lehetővé teszik.

A tulsó oldalon közöljük a MORSE-féle telegráf betű- és számjegyeit.

Morse-féle betűrend.

A . —	I . .	R . — .	2 . . . — —
B — . . .	K — . —	S . . .	4 . . . . —
C — . — .	L . — . .	T —	5 . . . . .
D — . .	M — —	U . . —	6 — . . . .
E .	N — .	V . . . —	7 — — . . .
F . . — .	O — — —	Z — — . .	8 — — — . .
G — — .	P . — — .	1 . — — — —	9 — — — — .
H	Q — — . —	2 . . — — —	0 — — — — —

A 771. ábra két állomás összekapcsolásának legegyszerűbb módját tárja elénk. Ha lenyomjuk az *M* billentyűt, a *P* telep pozitiv sarkát összekötjük *A*-val és az *L* vonaldróttal, mely, midőn a másik állomás jeladója nem dolgozik, vagyis *M'* le nincs



771. ábra. Két állomás összekapcsolása.

nyomva, az *R'* jelvevővel s ez ismét *T'*-nél a földdel közlekedik, s ennélfogva az áram a magasabb potencziálú *P* ponttól ehhez az alacsonyabb potencziálú ponthoz megy át.

Hasonlóképen a második állomáson a *P'* telep negativ sarka a földdel, pozitiv sarka pedig, midőn *M'* van lenyomva, az *L* vonaldróttal, továbbá *A* ponton át az első állomás *R* jelvevőjével, ezután pedig *T*-nél a földdel közlekedik.

Ily módon mindegyik állomás jelvevője a másik állomástól útnak indított áram hatása révén működik.

557. A **Hughes-féle telegráfnak** a Morse-félével szemben az a jó oldala van, hogy a jeleket rohamosabban teszi át és a sürgönyöket közönséges betükkel nyomtatja le, mi azonban csak jóval bonyolódottabb gépezet árán érhető el. Mind a két állomásnak a zongoráéhoz hasonló billentyűsora van, mindegyik billentyűn a betűrend egy-egy betűjével, továbbá van egy *betűs kereke* vagyis egy kicsiny kereke, melynek pereme domború mívű betükkel van ellátva. A szalag ezalatt a kerék alatt halad tova és emerre akkor szoríttatik rá, midőn egy billentyűt lenyomnak, mi előidézi azt, hogy a kerék a megfelelő betűt fordítja a papiros felé. Ha már most az állomásokon levő betűs kerekeknek teljesen megegyező mozgásuk van, nyilvánvaló, hogy mind a két állomáson egyidejüleg ugyanazok a betük nyomtattatnak le. Hogy azután miként érthető el ez a megegyező mozgás és hogy a rendkivüli sebesség daczára miként tartható fenn, itt nem magyarázhatjuk meg, mert nagyon aprólékos leirásokra vezetne.

558. E helyett inkább le fogjuk írni, a Caselli-féle **pantelegráfot**, vagyis általános telegráfot, melyen igen elmés készülékkel autográfos úton minden nyelvnek betűi és a rajzok is áttehetők.

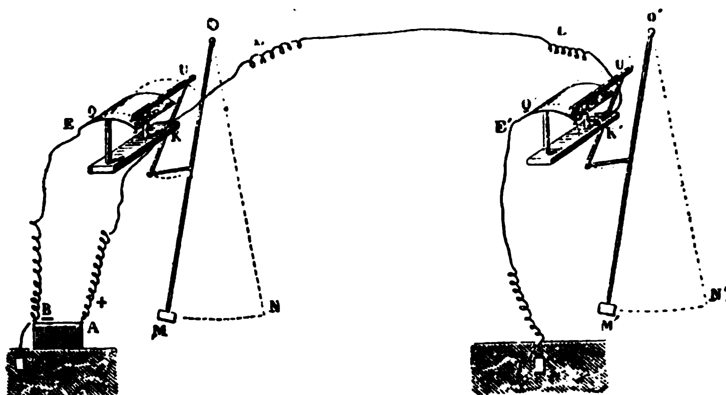
A következő leirást maga a feltaláló volt szives rendelkezésünkre bocsátani.

«A 772. ábra vázlatban tünteti elő a készülék berendezésének lényeges részeit. A feladó állomáson az *OM* inga van felfüggesztve, az átvevő állomáson pedig egy épen ilyen *O'M'* inga. Ezen ingák lengéseit a mindjárt leirandó módon elektromágnesek tartják fenn, melyeknek horgonyait az *M* és *M'* vastömegek alkotják, továbbá két szabályozó chronométer tartja fenn.

«Mindegyik inga rúdjára egy-egy hajtórúd könyöklik, mely a *K* és *K'* emeltyűket ide-oda mozdítja; ezen emeltyűk mindegyike össze van kapcsolva egy-egy készülékkel, melyet a 773. ábra részletesebben tüntet elő.

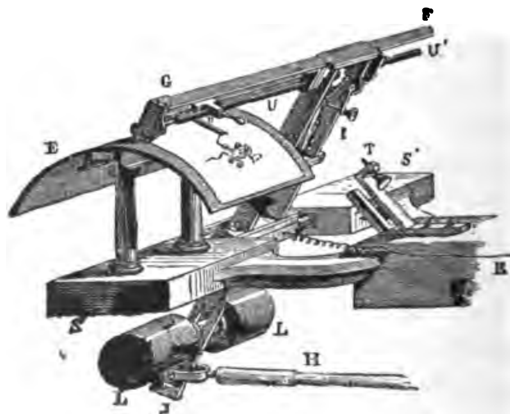
«A sürgöny eredetijét, melyet a feladó közönséges tintával

ezüstözött vagy ónozott lapra ír, az *E* fémtartóra erősítjük. Egy igen vékony platina-vesszőcske, mely az ingától kormányozott



772. ábra. Caselli-féle pantelegraf két állomása.

H hajtórúd révén mozog, köríveket fut be, melyek az *UU'* csavar hatására minden egyes lengés alkalmával mintegy $^1/_8$ milliméternyivel csuszamodnak el az *E* tartó tengelye irányában.



773. ábra. Caselli pantelegráfjának jeladó készüléke.

Ekként a csúcs a sürgöny felületét párhuzamos s egymáshoz igen közel eső vonalak sorával futja be.

«A felvevő állomáson a készülék azonos berendezésű, különbség csakis abban van, hogy a vesszőcske vasból van és hogy a tartóra helyezett papiros ammoniumnitráttal csaknem telített vízben feloldott sárga vérlúgsóval van itatva.

«A 772. ábrában látjuk, hogy a *BA* telep pozitiv sarka a *K* emeltyűvel s ennek révén a platinacsúcscsal közlekedik, mely csúcs a sürgöny fémi felületén csúszva a telep áramát ott helyben zárja. De valahányszor a csúcs tintavonással találkozik, mely az elektromosságot csak kissé vezeti, a helybeli áram zárlata csak tökéletlen, és mivel a telep negativ sarka *T*-ben a földdel állandó összeköttetésben van, az *LL'* vonaldrótba áram szökik, mely a másik állomásra megy és a vaspálczikán át keresztülmenvén a chemiai papiroson, berlini-kék színű vonalat rajzol, *T'*-ben pedig a földbe megy.

«Ha a két inga lengését teljesen egyidejűnek tételezzük fel, könnyű megérteni, hogy a papirosra húzott kék vonalaknak úgy helyzetökre mint terjedelmökre nézve pontosan meg kell felelniök az eredetiben húzott tintavonásoknak és ennélfogva ezeknek tökéletes hasonmását kell adniok.

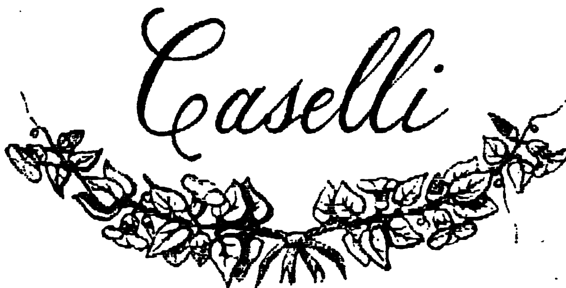
«Ezt az egyidejűséget a pantelegráfban ekként érjük el. Miként már említettük, az egymással közlekedő állomásokon, *MN* és *M'N'*-ben, két elektromágnes van elhelyezve. Az őket gerjesztő helybeli telepek áramkörei akkor záródnak, midőn az ingák lencséi, vagyis az *M* és *M'* lágyvastömegek, lengéseik vége felé néhány milliméternyire vannak a mágnessarkoktól. Két chronométeres szabályozó egyenlő időszakokban szakítja meg a mágnesek áramköreit s egyidejűleg a nehézség hatásának engedi át az ingákat, melyek minden lengéskor körülbelül $^1/_{10}$ másodperczig megállapodva látszólag folytonos mozgást végeznek.

«A fémezett lapra, melyre a sürgönyöket írjuk, a baloldali szélén függélyes tintavonás van húzva, melyet a telegramm visszaad. Ha ez az irányvonal jobbra vagy balra kezd hajolni, a felvevő állomás telegrafistája kijavítja oly módon, hogy kézzel szabályozza a chronométert, néhány fokkal jobbra vagy

balra forgatván a mutatóját egy mikrométercsavarnak, mely a chronométeres lengéseket, és ennélfogva a pantelegráf ingáinak lengéseit néhány ezred-másodperczczel gyorsítja vagy lassítja.



774. ábra. A sürgöny eredetije.



775. ábra. A sürgöny másolata.

«A 774. és 775. ábra egy sürgöny eredetijét és másolatát tünteti elő.»

559. A tengeralatti telegrafiában a jelek, a vonal nagy kapaczitása miatt, nagyon lassan tevődnek át. Meg kell ugyanis gondolnunk, hogy a vonal rézvezetőből áll, mely szigetelő burkolattal, s ez ismét vezető tengervízzel van körülvéve, s belátjuk, hogy ez a rendszer nagy sűrítőt alkot. Ha ezt a sűrítőt összekapcsoljuk a teleppel, megtöltetik, s míg ez a töltés

tart, az áram *változó állapotban* van: intenzitása nem egyenlő az áramkör minden pontjában, s minden pontban az idővel változik, mielőtt a *maradandó állapot*ot elérné.

A törvény, mely szerint az áram intenzitása a változó állapotban változik, nagyon bonyolódott, de úgy számítás, mint kisérlet útján ismeretes. Itt meg kell elégednünk, hogy általános fogalmat nyujtsunk róla. Például a Gibraltar, Malta, Szuez, Aden, Bombay, Calcutta és Singapore közötti tengeralatti vonalon legyen mindegyik állomáson egy galvanométer beiktatva; az utolsó állomás közlekedjék a földdel, az első legyen elszigetelve és legyen összekapcsolható egy telepnek például a pozitiv sarkával, mely telep negativ sarka a földdel közlekedik. Abban a pillanatban, melyben az áramkör zárul, mindegyik galvanométer csaknem egyidejűleg megérzi ezt, de a kitérés az első állomáson nagyobb mint Maltában, itt nagyobb mint Szuezben, és i. t. Singaporeban eleintén a leggyengébb. Ezután eme különbségek folyton csökkennek: Gibraltarban csakhamar létrejön a végleges kitérés, kevéssel ezután Maltában, és így tovább; a vonal utolsó állomása egyúttal utoljára kapja a teljes erősségű áramot. Ez a késedelem, mely a vonal hosszának négyzetével (**418**) arányos, tetemessé válhatik; az Irland és Új-Skótország közötti tranzatlanti vonalon Culley szerint három másodperczre rúg.

Hasonló késedelem nyilvánul az áramkör megszakítása pillanatában, mielőtt az áram teljesen megszünnék és valamennyi galvanométer zérusra térne.

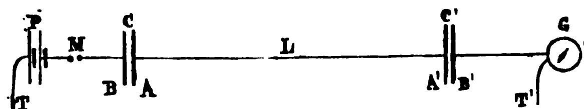
Valamely vonal üzleti értéke azonban azon sürgönymennyiségtől függ, mely naponként áttehető, és hogy a tengertúli vonalak munkája kifizethesse a befektetés roppant költségeit, le kellett mondani a Morse-féle telegráfról, mely ez esetben nagyon lassú, és olyan jelvevőt kellett helyette alkalmazni, mely valamelyes igen gyenge áramnak mindjárt a megérkezésekor jeleket ad.

Reflexiós galvanométerek (**506**) igen jól megfelelnek ennek

a czélnak, ha ugyan a tű és a tükröcske igen könnyű, úgy, hogy tehetetlenségi nyomatékuk **(509)** kicsiny; a fénynyaláb-nak a pozitiv vagy negativ áramoktól előidézett jobbra vagy balra való kitérései megfelelnek a Morse-féle pontoknak és vonalaknak **(556)**.

A jelvevő érzékenysége még nem elegendő, mert legott ad ugyan jeleket, de nem szünik meg adni az áram megszakitása után is mindaddig, míg a vonal kisütve nincs. A nehézséget akként küzdötték le, hogy mindjárt a megszakitás után a vonalba ellenkező áramot vezettek, mely a vonalat semlegesiti; ezen felül még czélszerünek mutatkozott, hogy minden egyes jel igen gyorsan egymásra következő több, egészen ötre rugó árammal adassék meg, melyek közül az első áram határozza meg a kitérés irányát.

Ezen kívül czélszerű, hogy az *L* vonal (776. ábra) mind a két vége a földtől elszigetelve tartassék, és pedig oly módon,



776. ábra. A vonal-drót elszigetelése.

hogy két, *C* és *C'* sürítőnek *A* és *A'* fegyverzeteivel kapcsoltatik össze, a másik két *B* és *B'* fegyverzet pedig a *P* teleppel az *M* billegtető révén, a *T'* földdel pedig a jelvevő *G* galvanométer révén közlekedik. Ha kezdetben minden zérus-potencziálon van, és ha ezután *M*-ben létrehozzuk az összeköttetést a telep pozitiv sarkával, a potencziál *B*-ben, s ennélfogva *A*-ban is emelkedik, és a pozitiv elektromosság *A*-ból *A'*-ba megy át **(343)**; de ekkor a potencziál *B'*-ben is emelkedik, és a *G* galvanométer drótján át elektromosság ömlik a földbe, mely áram csakis addig tart, míg az egyensúly létre nem jön azzal a feltétellel, hogy a potencziálnak az egész vonalon egyazon értéke van. Innét kitünik, hogy a teleppel való maradandó érintkezés

is csak mulékony jeleket létesít, és érthető, hogy két igen rövid és váltakozó érintkezés, ha kellőképen meg van választva, nagyon rohamos elektromos hullám keletkezését idézheti elő. A jelek gyorsítására ekként választott érintkezéseket a jeladó, melynek a két különböző kitérésnek megfelelő két billentyűje van, automatikus módon végzi.

A telegrafiának ez a rendszere jelenleg annyira tökéletesítve van, hogy még az óczeánon át is rendszerint 8 szó tehető át perczenként, a mi, ha a szavak betűszámának és az egyes betűk jelei számának középértékét veszszük, annyit jelent, hogy a jelvevő tükröcskéje perczenként 120-szor tér ki.

Csakhogy a MORSE-telegráftól eltérőleg az áttett jeleknek semmi nyoma sem marad; a jelek feljegyzése a tisztviselőre van bízva. Már pedig az automatikus feljegyzés a szolgálat szabályosságára nézve rendkívül fontos. Lord KELVIN az ő *syphon recorder* nevű készülékével megoldotta a grafikus jelvevő problémáját; készülékének érzékenysége és gyorsasága megfelel a tengeralatti telegrafia kivánalmainak.

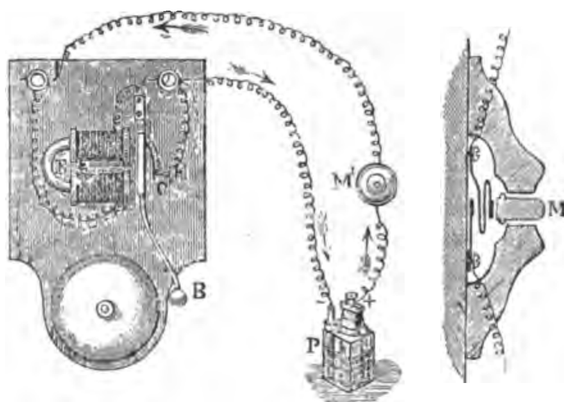
Egy igen érzékeny galvanométer tűje tükröcske helyett üvegből való igen kicsiny görbe szívóval (syphon) van ellátva, melynek rövidebb szára tintatartóba merül, hosszabbik szára pedig hegyesre van kihúzva. A kifolyás a folyadék felületi feszültsége (I, **215**) miatt nem történik magától, hanem elektromos töltés idézi elő, mely a tintatartóban levő tintával közöltetvén, a tinta a papirosszalagra szökken, mely egy óraműtől húzva a szívó csúcsa alatt halad el a nélkül, hogy ezt érintené, és pedig a csúcs elmozdulásaira merőleges irányban halad, minélfogva kigyódzó vonal keletkezik rajta.

Megoldották a **többszörös telegrafia** problémáját is, azaz több sürgönynek egyazon vonalon való egyidejü áttételét; de az olvasót, hogy ezzel megismerkedjék, szakmunkákra kell utalnunk.

560. Az **elektromos jeladók** egy másik igen hasznos alkalmazása az elektromágneseknek. Ezek rendszerint csen-

getyűk, melyek mindaddig, míg az áramkör, melynek a mágnesező orsó részét teszi, meg van szakítva, nyugton maradnak, és a zárás egész tartama alatt szólanak. A zárás nagyon sokféle módon történhetik: az áramot vagy a jelt adni kivánó egyén keze zárja vagy valamely hőmérő oszlopa, mely azt jelzi, hogy a mérséklet bizonyos határt túllépett, vagy valamely manométer, mely azt jelzi, hogy a nyomás valamely gáztartóban átlépte a kivánt értéket, stb.

Ez esetben a barnakőtelepek (444) a legjobb szolgálatot teszik. Ha megnyomjuk az *M* gombot (777. ábra), az áram a



777. ábra. Elektromos csengetyű.

pozitiv sarktól az *E* elektromágnes tekervényeibe, s innét egy rugóba megy át, mely a *B* verővel ellátott horgonyt kormányozza; a rugóról a *C* érintkeztetőn át visszamegy a *P* telep negativ sarkához. Az ekként gerjesztett mágnes magához húzza a horgonyt, mely a verőt a csengetyűre rántja, de ugyanekkor az áramkört *C*-ben megszakítja. E miatt azután megszünik a vasmag vonzása, de az ellenhatású rugó révén az érintkezés *C*-ben helyreáll, és így megy ez tovább mindaddig, míg az *M*. gombot leszorítva tartják.

561. Az **elektromos óra** egy másik alkalmazása az elektromágneseknek. Az *automatikus órák*ban a telep szolgáltatja a mozgásuk fentartására megkivántató energiát, és pedig oly módon, hogy a szabályozó ingának (I, **89**) minden egyes lengésekor a telep alkalmas módon zárul, a mi a megkivántató impulzusokkal látja el az ingát, mely az elektromágnes horgonyával van ellátva.

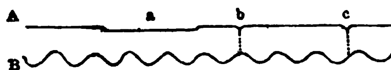
Százakra rúg az ezen elvre alapított órák száma, de az a körülmény, hogy állandó telepet kivánnak meg, már egymagában elegendőképen megmagyarázza, hogy miért nincs elterjedt alkalmazásuk.

Czélszerűbbek az *összhangzó* (szimpatikus) *órák* (elektrochronométeres számlálók), melyek mutatói egy jó középponti óra vezérletére másodperczenként vagy szintén perczenként mozognak. A középponti óra a telepet magában foglaló áramkört szabályos időközökben zárja s ekként a városban szétosztott óraművek elektromágneseit gerjeszti. Az egyes horgonyok ily módon egyidejüleg vonzatnak, és egy egyszerű emeltyűszerkezet és kerékmű közvetítésével egy lépéssel előre ugratják valamennyi mutatót.

Egy városnak vagy vasút-vonalnak különböző óráit rugók és súlyok is hajthatják, és a középponti óraműtől vezérelt **elektromos szabályozók** csakis két-három órai időközökben igazítják meg.

562. Az **elektromos chronográfok** igen rövid időtartamok mérésére valók. Egy bekormozott vagy pedig papirossal bevont henger egy csúcs előtt vagy pedig hegyesre kihúzott és tintát tartalmazó csövecske előtt egyenletesen forog, minélfogva folytonos vonal huzódik rajta. De a vonalat iró csúcsot a horgony tartja, és midőn az elektromágnest gerjesztjük, a henger mozgásának irányára merőlegesen eltolódik, minélfogva az A vonal (778. ábra) a-nál törést kap. Ha megmérjük a törés hosszát és ha ismerjük a forgásbeli sebességet, legott kiszámíthatjuk azt

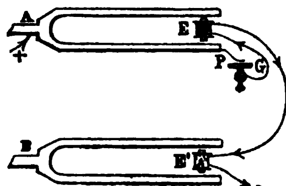
az időtartamot, melyen át az áram zárva volt; a két törés például *b* és *c* közötti távolság pedig két egymásra következő zárás közötti időt adhatja meg, stb. Ily módon becslés útján meghatározhatók még a másodpercz tízezred részei is, de ismernünk kell a henger szögsebességét, már pedig tudjuk, hogy mily



778. ábra. Hangvilla rezgések nyoma.

nehéz egyenletes mozgást létrehozni. Tudjuk már, hogy hangvillával segíthetünk magunkon, mely az ő sinus-vonalát, *B*-t, az író csúcs vonala mellett (I, **303**) rajzolja fel, s itt csak azt kell még megmondanunk, hogy a hangvillát miként lehet elektromágnesekkel huzamosan rezgésben tartani.

563. Az **elektromágneses hangvillának**, *A*-nak (779. ábra) vasból vagy aczélból kell lennie; egyik szárának végén platinadrótocska van odaerősítve, mely a *G* korongocskát érintvén, az *E* elektromágnes áramkörét zárja, és pedig minden egyes rezgéskor zárja, a mikor ugyanis a szárak egymástól el vannak távolodva; ennélfogva a szárak a rugalmasságukkal összhangzó impulzust nyernek, mely azon van, hogy őket ismét egymáshoz közelítse.



779. ábra. Elektromágneses hangvilla.

Ez az *A automatikus hangvilla*, más hangvillákra, például *B*-re hathat, a melyek vele összehangzók és melyeknek ugyanabban az áramkörben megvan a maguk *E'* elektromágnese. Így mindezen műszerek fázisainak maradandósága biztosítva van, minek sok vizsgálatban nagy haszna lehet.

Egyelőre nem kell még egyéb példákat is felemlítenünk, hogy szembeötlővé váljék, hogy az elektromágnesek mennyi szolgá-

latot tesznek azokban a nagyon sokféle esetekben, midőn arról van szó, hogy távolságokon át hirtelenül és kanyargós útakon jeleket adjunk, gépezetek járását szabályozzuk vagy beszüntessük.

XLVII. FEJEZET.

OHM TÖRVÉNYE.

564. Ideje immár azzal a kérdéssel foglalkoznunk, hogy mi módon függ az elektromos áram intenzitása az áramot létesítő teleptől és az áramot vezető zárlattól? Oly probléma ez, melynek úgy a gyakorlatban mint a tudományban a legnagyobb fontossága van.

Emlékezzünk vissza, hogy az áram intenzitását galvanométerrel mérjük, és hogy a tű kitéréseivel, ha igen kicsinyek, arányosnak vehetjük (**508**).

Forduljunk tehát ismét tükrös galvanométerünkhöz (**429.** p. 689. ábra), csökkentsük érzékenységét, hogy tűjének kitérései kicsinyekké váljanak, és állítsuk fel messze a skálától, hogy kicsiny szögmenti kitéréseknek a láng képének jól látható elmozdulásai feleljenek meg.

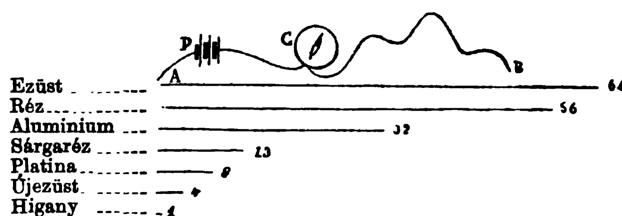
Ezen kívül emlékezzünk vissza, hogy valamely telep elektromindító erejét egymással nem érintkező két áramvezetőjének potencziál-különbsége méri, mely különbség meghatározható a quadráns-elektrométerrel (**386**).

565. Mondjuk meg mindjárt, hogy az elektromindító erő egymagában nem elegendő az áram intenzitásának meghatározására. Láttuk ezt már akkor, midőn a galvanométeren át az elektromozó gép áramát és egy Volta-féle párnak áramát vezettük (**430**).

Most ezt más módon, több telepnek egymással való összehasonlításával fogjuk nyilvánvalóvá tenni. Vegyünk egy lehetőleg nagy DANIELL-elemet (**442**) és egy kicsiny LECLANCHÉ-elemet (**444**). Az első megfelelően választott galvanométeren nagyobb kitérést ad, mint a másik; és mégis, ha ellenkezőleg kapcsoljuk őket össze, azaz ha a két czinket kötjük egymással össze és az ekként összeállított telep áramkörébe a galvanométert iktatjuk, kicsiny kitérést fogunk ugyan kapni, de ellenkezőt azzal, melyet a DANIELL-elem egy magában adna. Következik tehát, hogy emennek kisebb az elektromindító ereje.

Hasonlóképen két DANIELL-nek, egy kicsinynek meg egy nagynak, egyazon elektromotoros ereje van (**426**): ellenkezőleg kapcsolva nem adnak áramot, de a nagy egymagában nagyobb kitérést okoz mint a kicsiny.

566. Sőt mi több, egyazon telep különböző erősségű áramokat ad azon áramvezetőhöz képest, mely a telepet zárja. Kössük össze egy DANIELL-telep sarkait közvetetlenül a galvanométer drótjával, és nagyobb kitérést fogunk megfigyelni mint akkor, midőn az egyik sark és a galvanométer közé még egy áramvezetőt iktatunk, különösen ha ez hosszú és vékony. Épen így járunk el, midőn az áramkörbe iktatott különböző vezetőktől létesitett hatást tanulmányozzuk.



780. ábra. Vezető képességek összehasonlítása.

E végből feszítsünk ki vízszintes irányban különböző fémekből való, egyelőre egyenlő vastag drótokat. A P telep (780. ábra) egyik sarkát mindig egy drótnak egyik A végével, másik

sarkát pedig a G galvanométer drótjának egyik végével kötjük össze, a galvanométer-drót másik végét ismét a megvizsgálandó dróton addig csúsztatjuk, míg valamely meghatározott kitérést nem nyerünk.

Ha ily módon különböző fémekből való drótokkal járunk el, azt fogjuk találni, hogy egyazon kitérés létrehozására a belőlük beiktatandó darabok hosszának arányosnak kell lennie az ábrában feljegyzett számokkal, melyek azt fejezik ki, hogy például 8 m platina-drót már épen oly mértékben gyengíti meg az áramot, mint 64 m ugyanolyan vastagságú ezüst-drót.

Innét kitünik, hogy a fémek, bár mindannyian jó elektromosság-vezetők, nem mind egyforma jó vezetők. Az ezüst *vezető képessége* a legnagyobb, a higanyé a legkisebb. Ezt még akként is fejezhetjük ki, hogy azt mondjuk, hogy a fémek, egyenlő hosszúság és keresztmetszet mellett, az áramlás ellen különböző **ellenállást** fejtenek ki: a felsoroltak közül a legkisebbet az ezüst, a legnagyobbat a higany fejti ki.

567. Ha azután egyazon fémből való, de különböző vastagságú drótokat hasonlítunk össze, látni fogjuk, hogy egyazon hosszúság mellett a vékonyabbak nagyobb ellenállást tanusítanak, és fordítva, hogy ugyanannak az ellenállásnak kifejtésére annál kisebb hossz elegendő, mentül vékonyabb a drót. Nevezetesen pedig a keresztmetszetekkel arányos hosszakat kell az áramkörbe iktatnunk, hogy a galvanométer egyazon hatást áruljon el. Így például, ha két rézdrót átmérője 1 és 2 mm, keresztmetszete tehát $\frac{\pi}{4}$ mm² és π mm², az első drótnak minden méterére a másiknak 4 méterét kell beiktatni.

Ha tehát valamely vezető hossza l, keresztmetszete s, k pedig fémenként változó együttható, eme vezető r ellenállását a következő képlettel fejezhetjük ki:

$$r = k\frac{l}{s}. \qquad (1)$$

És mivel valamely henger **vezető képességének** mértéke az ellenállásának visszás értéke, kifejezése ez:

$$\gamma = \frac{1}{r} = \frac{1}{k} \cdot \frac{s}{l}. \qquad (2)$$

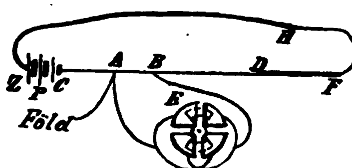
568. Ezek a képletek a nem-fémes folyadékokra is érvényesek, jóllehet bennök az elektromosság terjedése egészen más módon megy végbe, melyet a későbbiekben fogunk tanulmányozni. De az ilyen testeknek sokkal nagyobb ellenállásuk van, mint a fémeknek, úgy, hogy valamely folyadékoszlop, melynek ugyanekkora keresztmetszete van, mint egy fémdrótnak, már az utóbbinál milliószor kisebb hossz mellett is az áramot ugyanabban a mértékben gyengíti.

569. Az áram nem csupán a sarkok közé iktatott vezetőben, hanem a telep belsejében is kering, és itt is ellenállásra talál.

Ennek kimutatására csak egy czink és egy rézlemezt kell savanyított vízbe mártani, mely lemezek egy galvanométer drót-végeivel vannak kapcsolatban. Abban a mértékben, melyben mélyebbre és mélyebbre merülnek, a folyós vezető keresztmetszete növekszik, a telep belső ellenállása tehát csökken, s ennélfogva az áram erősebbé válik, miként a tűnek fokozódó kitérése elárulja. Ugyanez történik, midőn egy DANIELL-elemben, mely már össze van állítva, s a melynek áramkörébe egy galvanométer van iktatva, a két folyadék lassacskán összekeveredik.

Ha pedig a két lemezt egymástól távolabb viszszük, a folyadékréteg hossza, s ezzel az ellenállás is, növekszik, és a galvanométer kitérése kisebbé válik. Kisebbé válik akkor is, ha valamely telep folyadékjai helyett velök itatott papirospépet vagy homokot használunk, mert ekkor a vezető keresztmetszet csökken; ez magyarázza meg a MINOTTO-elem (**442**) nagy **belső ellenállás**át.

570. Előrebocsátva a vezetők ellenállására vonatkozó eme fogalmakat, vizsgáljuk meg, hogy mekkora a **potencziál értéke az áramkör különböző pontjaiban,** mely áramkör a 781. ábrában három elemből és a sarkok közé iktatott *CFHZ* vezetőből áll; ez utóbbi lehet különböző drótokból, például *CD, DF, FH,*



781. ábra. Potencziál értéke az áramkörben.

stb.-ből összetéve. E végből kössünk össze a Földdel s az elektrométer burkolatával egy tetszés szerinti pontot, például *A*-t, melyben tehát a potencziál zérus fog lenni, egy másik pontot pedig, például *B*-t, kössünk össze az *E* quadrans-elektrométerrel.

Ily módon látni fogjuk, hogy eme készülék kitérése pozitiv vagy negativ potencziált árul el a szerint, a mint *B* közelebb vagy távolabb van a telep pozitiv sarkától, mint *A*.

Ezenkivül a kitérés, mely a megvizsgált *A* és *B* pontbeli potencziál-különbséggel arányos, ugyanaz marad akkor is, midőn *A* pontot a Földtől elszigeteljük és a szintén elszigetelt elektrométer második párjával kötjük össze.

Látjuk tehát, hogy bármekkora legyen is a potencziál abszolut értéke, az áramvezető két pontja között való különbsége állandó.

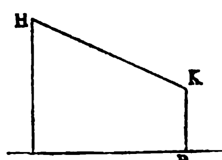
Ha azután az áramkörbe galvanométert iktatunk és az áram erősségét változtatjuk, megállapítható, hogy az áramkörnek *A* és *B* két pontja közötti eme potencziál-különbség magával az áramerősséggel arányosan növekszik.

571. Ha ezután az elektrométerrel közlekedő *A* és *B* pontok helyett más pontokat veszünk, látni fogjuk, hogy eme mű-

szer kitérései arányosak az ezen pontok között levő vezetőnek elektromos ellenállásával. Ha tehát a potencziál értéke A és B-ben v_a illetőleg v_b, és az AB vezető ellenállása r, az áram intenzitása pedig i, mondhatjuk, hogy:

$$v_a - v_b = cir. \qquad (1)$$

Eme képletnek grafikai úton való előtüntetése végett rakjunk fel az AB vízszintesre (782. ábra) az ellenállással arányos hosszakat, s mindegyik pontban emeljünk merőlegest, melynek hossza arányos az áramvezetőnek azon pontbeli potencziáljával; így AH arányos v_a-val, BK pedig v_b-vel, és mindeme merőlegesek végpontjai az (1) képlet szerint a HK egyenesen feküsznek. Ez a képlet egyenértékű tehát a következővel:

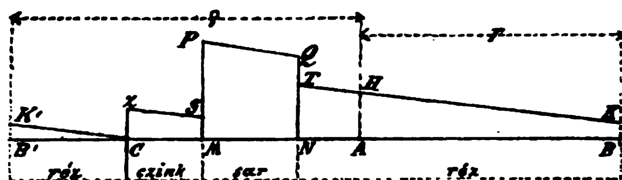


782. ábra. A potencziál értékének ábrázolása.

$$\overline{AH} - \overline{BK} = ci\overline{AB}. \qquad (2)$$

És ez mindenkor áll, midőn az áramkörön megvizsgált két pont között elektromindító erő nincs.

572. Tekintsünk most egy teljes áramkört, s egyszerűség kedveért tegyük fel, hogy csak egy folyadékból és két fémből áll. Az AB darab (783. ábra) tüntesse elő a telepet záró réz-



783. ábra. A potencziál esése különböző vezetők lánczolatában.

drót ellenállását, MN tüntesse elő a folyadék ellenállását, CM és NA pedig a folyadékba nem merített czink és rézdarab ellenállását, végre $B'C$ a rézdarab azon részének ellenállását, mely a czinkkel össze van forrasztva. Tegyük fel, hogy közvetetlenül

az összeforrasztás előtt ez a rézdarab zérus-potencziálon van tartva, miként C-ben az ábra is mutatja. Tegyük továbbá még fel, hogy B és B' a zárt áramkör egyazon pontját tünteti elő, és hogy ennélfogva a BK és $B'K'$ merőlegesek, mint a potencziál egyazon értékének előtüntetői, egyenlők.

A különnemű testek közötti minden érintkezésben elektromindító erő működik, mely maradandó potencziál-különbséget tart fenn. Így az ábrában CZ a réz és czink közötti, SP a czink és a sav közötti és QT a sav és a réz közötti elektromindító erőt tünteti elő.

Az AB darabra a (2) alatti képlet áll, az áramkör többi darabjaira pedig a következő analog kifejezések állanak:

$$B'K' = BK = ci \,.\, B'C$$
$$CZ - MS = ci \,.\, CM$$
$$MP - NQ = ci \,.\, MN$$
$$NT - AH = ci \,.\, NA,$$

melyek összegezése a következőre vezet:

$$BK + CZ + SP - TQ - AH = ci \,.\, B'A.$$

De tekintve, hogy az elektromindító erőknek $CZ + SP - TQ$ algebrai összege egyenlő az ε eredő elektromindító erővel, és ha az elektromindító elemet alkotó különböző testeknek egészben való $B'A$ ellenállását ρ-val jelöljük, az előbbeni összefüggést a következő alakra hozhatjuk:

$$\varepsilon - (v_a - v_b) = ci\rho \qquad (3)$$

Ha ezt az **571.** p. (1) képletével összegezzük, ekkor:

$$\varepsilon = ci\,(\rho + r). \qquad (4)$$

Ez a képlet kifejezi **Ohm törvényét,** mely szerint *zárt áramkörben az áram intenzitásának az összes ellenállással való szorozmánya arányos az eredő elektromindító erővel.* Nyilvánvaló, hogy eme törvény akkor is áll, ha az áramkör több elektromindító elemet foglal magában.

A telep ellenállását, melyet ρ-val jelöltünk, gyakran *belső*

*ellenállás*nak, a sarkok közé iktatott vezetőnek r ellenállását pedig *külső ellenállásnak* nevezzük.*

573. A mi az arányosság c együtthatóját illeti, ez csakis azon egységektől függ, melyeket az i intenzitásnak, az r és ρ ellenállásoknak és az ε potencziál-különbségnek vagy elektromindító erőnek mérésére választunk; ezeket az egységeket pedig, miként mindjárt **(574)** részletezni fogjuk, akként választották, hogy c az egységgel egyenlővé váljék, úgy, hogy Ohm törvénye, ha $\rho + r = R$ tétetik, a következő egyszerűbb alakot ölti:

$$\varepsilon = ir. \qquad (5)$$

Az (1) alatti képlet pedig, mely az i intenzitású áramtól átfutott r ellenállású áramvezetőnek két pontja közötti $v_a - v_b = \Delta$ potencziál-különbséget határozza meg, így alakul:

$$\Delta = iR. \qquad (6)$$

És ha az áramvezetőnek azt a részét tekintjük, melyben valamely ε elektromindító erő magának az áramnak irányában hatásos, a (3) képlet a következőre vezet:

$$\Delta = \varepsilon - i\rho. \qquad (7)$$

Ha a (6) és (5) alatti képletek megfelelő tagjait egymással osztjuk, kapjuk, hogy:

$$\frac{\Delta}{\varepsilon} = \frac{r}{R},$$

mi azt mondja, hogy az áramkör két pontjában való potencziálkülönbség, ha eme pontok között elektromindító erő nincs, úgy viszonylik az eredő elektromindító erőhöz, miként eme két pont közötti ellenállás az összes ellenálláshoz.

574. Mielőtt tovább mennénk, nagyobb világosság kedvéért itt össze fogjuk foglalni mindazt, a mit eddigelé az elek-

* Czélszerűbb elnevezések a következők: *telep,* ill. a *vezeték ellenállása.*

tromágnesi abszolut mértékrendszerről, a *C. G. S.* rendszerről megállapítottunk, és hivatkozással a mértékrendszerekről általában mondottakra (I, **78** és folyt.), a belőle leszármazó egységekre vonatkozó néhány fontos dolgot fogunk előterjeszteni.

Abszolut elektromágnesi egységek.

A) *Mágnesség-mennyiség.* Mivel COULOMB törvénye szerint (**463**):

$$F = \frac{m^2}{L^2},$$

valamely mágnesség-mennyiség méretei a következők (**464**):

$$m = L \sqrt{F} = L\ [L^{1/2}\ T^{-1}\ M^{1/2}] = [L^{3/2}\ T^{-1}\ M^{1/2}].$$

A mágnesség egységével az a sark rendelkezik, mely vele azonos sarkot 1 cm távolságból egységnyi erővel, vagyis 1 *din* erővel (I, **82**) taszít.

B) *Mágnesi potencziál.* Azon E munka, melyet a mágnesi erők az m mágnesség-mennyiségen végeznek, a $\mathcal{V}$ potencziálnak m-mel való szorozmányával van kifejezve (**473**), tehát (I, **100**):

$$\mathcal{V} = E : m = [L^2\ T^{-2}\ M] : [L^{3/2}\ T^{-1}\ M^{1/2}] = [L^{1/2}\ T^{-1}\ M^{1/2}].$$

Két pont között akkor áll fenn a mágnesi potencziálkülönbség egysége, ha a mágnesi erők a mágnesség egységének az egyik pontból a másikba való vitelekor 1 *erg* munkát végeznek.

C) — *Mágnesi tér.* Az m mágnesség-mennyiségre ható F erő a tér azon pontjában, hol intenzitása (**465**) $\mathcal{H}$, meg van határozva az

$$F = m\,\mathcal{H}$$

kifejezéssel; ennélfogva

$$\mathcal{H} = F : m = [L T^{-2}\ M] : [L^{3/2}\ T^{-1}\ M^{1/2}] = [L^{1/2}\ T^{-1}\ M^{1/2}].$$

A mágnesi tér intenzitásának egysége a sark egységére

egységnyi erővel hat. A földmágnesi tér intenzitásának vízszintes összetevője Budapesen 0,212 56 *C. G. S.* egység, évenkénti növekedése pedig 0,000 15

D) *Áram.* Az áram intenzitásának elektromágnesi mértékét az **507.** p. (4) képlete határozza meg:

$$i = \frac{LF}{2\pi m},$$

hol F azon erő, melyet valamely L sugarú köráram a középpontjában levő m intenzitású mágnessarkra gyakorol.

Tekintve azt, hogy 2π számbeli együttható, vagyis a három alapmennyiségre vonatkozólag 0-dik hatványú, i méretei a következő képlettel fejezhetők ki **(515)**:

$$i = L\,[LT^{-2}M] : [L^{3/2}\,T^{-1}\,M^{1/2}] = [L^{1/2}\,T^{-1}\,M^{1/2}].$$

Elektromágnesi mértékben azon áram egyenlő az egységgel, mely 1 cm sugarú körben keringve, a kör középpontjában levő mágnesség-egységre 2π din erővel hat.

E) *Elektromosság-mennyiség.* Mivel az áram intenzit sa egyenlő az idő egységben a vezető bármely keresztmetszetén átáramló elektromosság mennyiségével **(515)**, azért:

$$e = [iT] = [L^{1/2}\,M^{1/2}].$$

Az elektromosság egysége azon elektromosság-mennyiség, melyet egységnyi erősségű áram 1 sec idő alatt a vezető bármely keresztmetszetén átviszen.

F) *Elektromos potencziál és elektromindító erő.* A potencziál az elektromos erőktől az elektromosság-egységén végzett munkát **(335)** fejezi ki. Méretei tehát (I, **100**):

$$\varepsilon = [E] : [e] = [L^2\;T^{-2}\,M] : [L^{1/2}\,M^{1/2}] = [L^{3/2}\;T^{-2}\,M^{1/2}].$$

Az elektromindító erőt bizonyos potencziál-különbség méri **(427)**, méretei tehát ugyanezek, és két pont között akkor áll fenn az elektromindító erő egysége, ha az elektromosság egységének az egyik pontból a másikba való vitele 1 erg munkát kiván meg.

G) *Elektromos kapaczitás.* Valamely sűrítő C kapaczitását **(371)** meghatározza az e töltésnek viszonya azon ε potencziál-különbséghez, melyet ez a töltés a két fegyverzet között létesit; ennélfogva:

$$C = [e] : [\varepsilon] = [L^{1/2} M^{1/2}] : [L^{3/2} T^{-2} M^{1/2}] = [L^{-1} T^{2}].$$

Valamely sűrítő akkor rendelkezik a kapaczitás egységével, midőn az egyik fegyverzetével közölt elektromosság-egység e fegyverzet potencziálját a másik fegyverzet fölé egy egységgel emeli.

H) *Elektromos ellenállás.* Ohm törvényéből **(573)** azonnal kitünik, hogy az ellenállás mértéke az ε elektrominyító erőnek viszonya az áram i intenzitásához. Ennélfogva:

$$r = [\varepsilon] : [i] = [L^{3/2} T^{-2} M^{1/2}] : [L^{1/2} T^{-1} M^{1/2}] = [L T^{-1}],$$

honnét látjuk, hogy az ellenállás mérete ebben a mértékrendszerben megegyezik a sebesség méretével.

Az ellenállás egységével nyilván az a vezető rendelkezik, melynek végei között egységnyi potencziál-különbség állván fenn, egységnyi erősségű áram keringését engedi meg, vagyis bármely keresztmetszetén 1 sec alatt az elektromosság egysége megy át.

575. Tisztán tudományos vizsgálatokban czélszerű az ily módon a czentiméterből, másodperczből és grammból leszármaztatott abszolut egységek alkalmazása. De mivel ezek a gyakorlati szükségletek szempontjából rendszerint nagyon kicsinyek, és ennélfogva oly mérésszámokkal volna dolgunk, melyek nagyságuk miatt kényelmetlenek, a következő **gyakorlati egységek** állapíttattak meg, melyeket kiváló elektrikusokról neveztek el.

a) Az *ellenállás egységének* neve **ohm**, és ekként van meghatározva:

1 ohm $= 10^9$ elektromágnesi abszolut *C.G.S.* ellenállás-egység.

Szerkesztettek ugyan olyan fémvezetőket, melyeknek

ekkora ellenállásuk van, hogy azonban elkerültessenek azok a bizonytalanságok, melyek a szilárd testeknek lassú, a második fajú rugalmassághoz (I, **163**) hasonló molekulai változásaiból származhatnak, az elektrikusoknak 1881-iki kongresszusa elhatározta, hogy az ellenállás egysége egy 1 mm² keresztmetszetű és az olvadó jég mérsékletén levő higanyoszlop ellenállásával fejeztessék ki, mely oszlop hosszának gondos meghatározása egy nemzetközi bizottság feladatává tétetett. Az 1884-iki nemzetközi kongresszus elhatározta, hogy **törvényes ohm**-úl *egy 1 mm² keresztmetszetű és az olvadó jég mérsékletén levő 106 cm hosszú higanyoszlop ellenállása* fogadtassék el.

b) Az *áram egységének* neve **ampère**, mely a következőleg van meghatározva:

1 ampère = 10^{-1} abszolut elektromágnesi *C.G.S.* áramegység.

Hogy fogalmunk legyen róla, megemlítjük, hogy egy Bunsen-elem (melynek czinkhengere 19 cm magas és 9 cm átmérőjű), ha a vezeték ellenállása elhanyagolható, 12 ampère erősségű áramot ad.*

c) Az *elektromindító erő egysége* **volt** (volta) nevet visel és 10^8 elektromágnesi abszolut *C.G.S.* potencziál-egységgel egyenértékű.

A **nemzetközi volt** azon elektromindító erő, mely 1 törvényes ohm ellenállású vezetőben 1 ampère erősségű áramot tart fenn, s közelítőleg egyenlő a Daniell-elem elektromindító erejével és nagy közelítéssel $\frac{1000}{1434}$ része a Latimer Clark-féle minta-elem (**446**) elektromindító erejének, ha hőmérséklete 15° C.

Hogy két, egymástól 1 mm távolságra levő sík között leve-

* A telegrafiában használt áramok erőssége 0,001 és 0,01 ampère között változik, a világításban használt áramoké pedig 1 és 60 ampère között a szerint, a mint izzólámpákról (**620**) vagy ívfénylámpákról (**624**) van szó. Az elektrochemiai műveletekben alkalmazott áramok 1000 ampère-ig mennek.

gőben szikra ugorjék át, mintegy 4000 volt-nyi potencziálkülönbség kivántatik meg (lord KELVIN).

d) Az *elektromosság egysége* **coulombnak** neveztetik és egyenértékű $\frac{1}{10}$ elektromágnesi abszolut *C.G.S.* egységgel; ez azon elektromosság-mennyiség, mely 1 ampère-nyi áramtól átfutott vezető keresztmetszetén 1 sec alatt ömlik át.

e) Az *elektromos kapaczitás egységének* neve **farad** és egyenlő 10^{-9} elektromágnesi abszolut *C.G.S.* egységgel. Ez azon sűrítőnek a kapaczitása, mely 1 coulomb töltést kiván meg, hogy a fegyverzetek potencziálkülönbsége 1 voltra emelkedjék; vagy körülbelül azon vezetőnek a kapaczitása, mely 1 coulomb töltéssel a DANIELL-elem potencziáljára emelkedik.

A *farad* mintegy 1400-szorosa a földgömb kapaczitásának.

576. Használtatnak még a megelőzőknél milliószor nagyobb és milliószor kisebb egységek is, melyeket akként különböztetünk meg, hogy az imént elősorolt nevek elé a **mega**, illetőleg **mikro** jelzők tétetnek. Így például egy *megaohm* (megohm) az ohmnál milliószor akkora ellenállás; a *mikrofarad* a faradnál milliószor kisebb ellenállás, stb.

Egy 9 kilométer sugarú, minden más vezetőtől távol levő gömbnek kapaczitása mintegy 1 *mikrofarad,* vagyis az elektromágnesi *C.G.S.* egységnek 10^{-15} része.

577. Nem érdek nélkül való tudnunk, hogy a gyakorlati egységek az eredeti elektromágnesi abszolut egységekből közvetetlenül leszármaztathatók, ha alapegysegekül elfogadtatnak a következők:

Hosszegység: a Föld délkörének negyede, vagy szabatosabban 10 millió méter, azaz 10^9 czentiméter.

Időegység: marad 1 sec.

Tömegegység: $\frac{1}{10^{11}}$ gramm, vagyis a milligramm százmilliomod része.

Ennélfogva, szem előtt tartva az I, **80.** pont szabályát, az elméleti egységekről úgy térhetünk át a gyakorlatiakra, hogy az előbbenieket a megfelelő $\lambda = 10^9$, $\tau = 1$, $\mu = 10^{-11}$ értékekkel megsokszorozzuk.

A munka-egység ebben a rendszerben **joule** nevet visel és a kilogrammméternek $\frac{1}{9,8}$ része. Ha ugyanis visszaemlékezünk, hogy az energia mérete $(L^2T^{-2}M)$, az I, **80.** pont szabályát alkalmazva azt találjuk, hogy a munkának új gyakorlati egysége :

$$\lambda^\alpha \tau^\beta \mu^\gamma = (10^9)^2 (1)^{-2} (10^{-11}) = 10^7 \text{ erg}.$$

De 1 kgm = 980 × 10⁵ erg, tehát

$$1 \text{ kgm} = \frac{980 \times 10^5}{10^7} = 9,8 \text{ joule}. \quad (1)$$

Hogy 1 *coulomb* *zérus*-potencziálról 1 *volt* potencziálra vitessék, ehhez 1 *joule* munka kivántatik meg.

Mivel továbbá (I, **387**) a kis-kaloria egyenértékű 0,427 kgm-rel, következik, hogy dinamikai értéke ebben a rendszerben:

$$I = 0,427 \times 9,8 = 4,2 \text{ (közelítőleg)} \quad (2)$$

A munkasiker (effektus) megfelelő egysége (I, **100**) a **watt** mely nem más, mint a *joule* másodperczenkénti munkasikere, vagyis egyenértékű másodperczenkénti 10^7 *erg*-gel, és ennélfogva egy lóerő 735 *watt*

1 *ampère*, mely 1 *volt* potencziálkülönbséggel kering, 1 *watt* (vagy *voltampère)* munkasikert képvisel.

A munkasikert olykor **kilo-watt**=*1000 watt*-tal fejezik ki. Jegyezzük még meg, hogy a mennyiben egy *watt* munkasikerrel 1 óra, tehát 3600 mp alatt 3600 *joule* munka végeztetik, ezt a munkát gyakran **óra-watt** névvel is kifejezik.

XLVIII. FEJEZET.

OHM TÖRVÉNYÉNEK ALKALMAZÁSA.

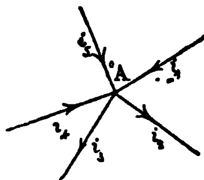
578. Eddigelé arra szorítkoztunk, hogy egy egyszerűen zárt vezetőben, minden elágazás nélkül keringő áramot tanulmányozzunk. De a már előrebocsátott fogalmak segítségével megoldhatjuk azt a bonyolódottabb feladatot is, mely előáll, midőn több vonalas vezető egész hálózatot alkot, melynek egyes ágaiban bármily elektromindító erők működhetnek.

Ha a hálózat egyes ágainak ellenállása és a bennök működő elektromindító erők adva vannak, a feladat a bennök keringő áramok intenzitásának kiszámitásában áll. A megoldás mindenkor kivihető **Kirchhoff két törvénye** segítségével, melyeket mindjárt le fogunk vezetni.

1. *A vezetők minden találkozó pontjában az ott összefutó áramok algebrai összege zérus.* Így a 784. ábra *A* pontjára nézve

$$i_1 + i_2 + i_3 + i_4 + i_5 = 0, \tag{1}$$

és ha i_1, i_4 és i_5 pozitivnak vétetik, kell hogy a többi negativnak vétessék. Valóban, annak az elektromosság-mennyiségnek, mely bizonyos időben ebbe a pontba érkezik, pontosan egyenlőnek kell lennie a tőle eltávozóval, mert ellenkező esetben vagy folytonosan elektromosságnak kellene ott felhalmozódnia, vagy folyton elektromosságnak kellene elvonatnia; és ez esetben az elektromos potencziál nem maradhatna ott állandó, pedig tényleg állandó marad mindaddig, míg valamennyi áram az intenzitást meg nem változtatja.



784. ábra. Egy pontban találkozó áramok.

2. Valamely zárt kerületben minden egyes rész ellenállásából s az illető részen átmenő áram erősségéből alkotott szorozmányok összege egyenlő az egész kerület mentén működő elektromindító erők algebrai összegével.

Tekintsük ugyanis a 785. ábrabeli sokszöget és mondjuk, hogy az $A, B, C, \ldots$ csúcsokban való potencziálok $v_a, v_b \ldots$, az egyes oldalak ellenállása $r_1, r_2, r_3, \ldots$, elektromindító ereje pedig $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \ldots$, melyek pozitivaknak veendők, ha a pozitiv áramok irányában hatnak.

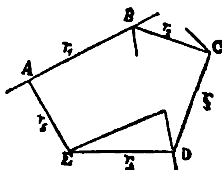
Az **573.** p. (7) képlete szerint:

$$v_a - v_b = \varepsilon_1 - i_1 r_1$$
$$v_b - v_c = \varepsilon_1 - i_2 r_2$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots$$
$$v_e - v_a = \varepsilon_5 - i_5 r_5,$$

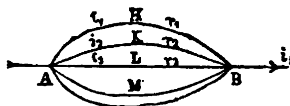
mely egyenletek összegezése a kifejezett tételt adja:

$$i_1 r_1 + i_2 r_2 + \ldots = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \ldots \qquad (2)$$

Az (1) alatti képletet a találkozó pontokra, a (2) alattit pedig az egyes hálószemekre alkalmazván, annyi egyenletet nyerünk, a mennyi mindenkor elegendő az ismeretlen i_1, i_2, $i_3, \ldots$ értékek meghatározására.



785. ábra. Zárt hálózatban mozgó áramok.



786. ábra. Elágazó áramok.

579. A következőkben e törvényeket néhány olyan különös esetre fogjuk alkalmazni, melyeknek nagy gyakorlati hasznuk van.

Tegyük fel, hogy valamely állandó áram a helyett, hogy csak egy egyedüli vonalas vezetőn menne át, két A és B pont (786. ábra) között több elágazásra, $H, K, L, \ldots$ stb.-re talál és

több **elágazó áramra** oszlik, melyek azután ismét egy pontban egyesülnek. Határozzuk meg ezen elágazó áramok $i_1, i_2, i_3, \ldots$ intenzitását, feltéve, hogy az ágak $r_1, r_2, r_3, \ldots$ ellenállása és a főáram i intenzitása adva van.

Ha Δ-val jelöljük azt az állandó potencziálkülönbséget, mely A és B között maradandóan fennáll, az **573.** p. (6) képletét alkalmazva kapjuk, hogy:

$$i_1 = \frac{\Delta}{r_1}, \quad i_2 = \frac{\Delta}{r_2}, \quad i_3 = \frac{\Delta}{r_3}, \qquad (3)$$

honnét kitünik, hogy *az elágazó áramok intenzitásai fordított viszonyban vannak az illető ágak ellenállásával.*

580. Hogy a $H, K, L, \ldots$ drótok nyalábjának ellenállását meghatározzuk, helyettesitsük a (3) alatti értékeket az

$$i = i_1 + i_2 + i_3 + \ldots \qquad (1)$$

képletbe, mely KIRCHHOFF első törvényét **(578)** fejezi ki, és ha

$$\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} + \frac{1}{r_3} + \ldots = \frac{1}{r}$$

tétetik, látni fogjuk, hogy az eredő képlet:

$$i = \frac{\Delta}{r} \qquad (6)$$

épen OHM törvényét fejezi ki egy egyedüli r ellenállású drótra nézve, mely, ha a Δ potencziál-különbségű A és B pontok közé eme nyaláb helyébe tétetnék, a főáram i intenzitásával egyenlő intenzitású áramot engedne át. Ennélfogva **(567)** *a nyaláb együttes vezető képessége egyenlő az egyes ágak vezető képességének összegével.*

Ha azután ε-nal jelöljük az elektromindító erőt, mely az áramot A felé hajtja, ρ-val pedig a B-től A-ig visszamenő vezető kapcsolat ellenállását (ide számítva a telepét is), OHM törvényét az egész áramkörre alkalmazva, kapjuk:

$$i = \frac{\varepsilon}{r + \rho}.$$

Ha a (3) és (6) alattiakból Δ kiküszöböltetik, úgy:

$$i_1 = i\frac{r}{r_1} = i\frac{\frac{1}{r_1}}{\frac{1}{r}} = i\frac{\frac{1}{r_1}}{\frac{1}{r_1}+\frac{1}{r_2}+\frac{1}{r_3}+\ldots},$$

vagyis valamely elágazó áram intenzitása úgy viszonylik a főáraméhoz, mint az ágnak vezető képessége az egész nyalábéhoz.

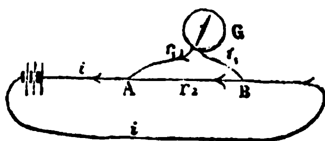
581. Abban az esetben, midőn csakis két ág van:

$$i_1 = i\frac{r_2}{r_1+r_2},$$

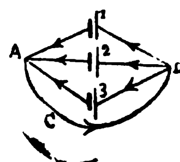
és innét

$$i = i_1\frac{r_1+r_2}{r_2}. \qquad (5)$$

Ezt a képletet igen sokszor használjuk a galvanométriában, midőn ugyanis egy meglévő galvanométerrel nagyon erős áramokat kell mérni **(506)**; ekkor a galvanométert az A és B pontok (787. ábra) közé *elágazásba* helyezzük; a benne keringő elágazó áram annál gyengébb, mennél kisebb a műszeren kívüli ágnak r_2 ellenállása. Ha megmérjük az elágazó áram i_1 intenzitását, és ha egyszer s mindenkorra meghatározzuk a galvanométer r_1 és a másik ág r_2 ellenállását, az (5) képlet legott megadja a főáram intenzitását.



787. ábra. Erős áramok mérése.



788. ábra. Nagylapú kapcsolás.

582. Állítsunk most össze több elemet **nagylapú kapcsolatba**, azaz egyesítsük pozitiv sarkaikat egy egyedüli A pontba (788. ábra), hasonlóképen negativ sarkaikat B pontba; ezután

kössük össze A és B-t egy el nem ágazó C vezetővel, melyben elektromindító erő nem működik.

Legyen az A és B közötti potencziál-különbség Δ, az egyes elemek elektromindító ereje ε_1, ε_2, ..., ellenállása pedig ρ_1, ρ_2..., az **573.** p. (7) képlete szerint

$$\Delta = \varepsilon_1 - i_1\rho_1 = \varepsilon_2 - i_2\rho_2 = \varepsilon_3 - i_3\rho_3 = \dots$$

és (6) szerint:

$$\Delta = ir.$$

Azonban az r ellenállású ACB főágbeli i intenzitás ekként (**578,** (1)) van meghatározva:

$$i = i_1 + i_2 + i_3 + \dots, \tag{1}$$

tehát

$$i = \frac{\varepsilon_1}{\rho_1} + \frac{\varepsilon_2}{\rho_2} + \dots\dots - ir\left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} + \dots\right) \tag{4}$$

Az esetben, midőn csak két ág van, e képletekből könnyen levezethető a három áram intenzitása:

$$\left.\begin{aligned} i &= \frac{\varepsilon_2\rho_1 + \varepsilon_1\rho_2}{r\rho_1 + \rho_1\rho_2 + \rho_2 r} \\ i_1 &= \frac{\varepsilon_1(r + \rho_2) - \varepsilon_2 r}{r\rho_1 + \rho_1\rho_2 + \rho_2 r} \\ i_2 &= \frac{\varepsilon_2(r + \rho_1) - \varepsilon_1 r}{r\rho_1 + \rho_1\rho_2 + \rho_2 r} \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Midőn n elem forog szóban, és valamennyinek egyazon ε elektromindító ereje és ρ ellenállása van, a (4) képlet így alakul:

$$i = \frac{n\varepsilon}{\rho} - i\frac{nr}{\rho},$$

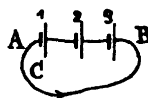
honnét

$$i = \frac{\varepsilon}{\frac{\rho}{n} + r}.$$

De ugyanezt az intenzitást nyernők az ACB vezetőben, ha csak egy ε elektromos erejű és $\frac{\delta}{n}$ ellenállású elemet használ-

nánk; látjuk tehát, hogy nagylapúlag, vagy *egymás mellé* kapcsolt n elem ugyanazt a hatást létesíti, mint a mindegyikével megegyező elektromindító erejű egyes elem, melynek ellenállása n-szerte kisebb.

583. Ha ezeket az elemeket egymásután, vagyis **lánczolatos kapcsolásban** egyesítjük, miként a 789. ábra mutatja, elektromindító erejök összegeződik **(426)**, úgy szintén az ellen-



789. ábra. Lánczolatos kapcsolás.

állásuk is; ennélfogva ha az ekként összeállított telepet ugyanazon ACB vezetővel zárjuk, az áram intenzitása lesz:

$$j = \frac{n\varepsilon}{n\rho + r} = \frac{\varepsilon}{\rho + \frac{r}{n}}.$$

Látjuk, hogy $j \lesseqgtr i$ a szerint, a mint

$$\rho + \frac{r}{n} \lesseqgtr \frac{\rho}{n} + r, \text{ vagy pedig } \rho \lesseqgtr r.$$

Az áram erősebb lánczolatos kapcsoláskor, ha a külső ellenállás nagyobb egy elem ellenállásánál; az ellenkező esetben erősebb a nagylapú kapcsoláskor.

Így például nyereségesebb a lánczolatos kapcsolás, ha az igen nagy ellenállású szerves szövetekbe kellene áramot vezetni; nyereségesebb a nagylapú kapcsolás, ha rövid fémdrótot kellene izzítani. Az első esetben kicsiny elemeket is alkalmazhatunk, mert a telep nagy ellenállása még mindig elhanyagolható a vezeték igen nagy ellenállásához képest. Ellenben a második esetben czélszerübb egy egyedüli nagyfelületű elem, vagy nagylapúlag kapcsolt több elem.

584. De valamely telep n elemének még más kapcsolásmódja is lehet. Az elemekből p csoportot alkothatunk, mely csoportok mindegyikében $q = \frac{n}{p}$ számú elem nagylapúlag van kapcsolva, hogy azután az ekként összeállított csoportokat lánczolatosan kössük össze. Mindegyik csoport elektromindító ereje megegyezik egy egyedüli elem ε elektromindító erejével, ellenállása (582) pedig $\frac{\rho}{q}$. Midőn a csoportokat lánczolatosan kapcsoljuk a telep elektromindító ereje $p\varepsilon$, belső ellenállása pedig $p\frac{\rho}{q} = p^2\frac{\rho}{n}$, minélfogva, ha a telepet r ellenállású külső vezetővel zárjuk, a következő erősségű áramot nyerjük:

$$I = \frac{p\varepsilon}{\frac{p^2}{n}\rho + r} = \frac{\varepsilon}{\frac{p\rho}{n} + \frac{r}{p}}.$$

Hogy ez az áram maximális erősségű legyen, kell, hogy a

$$\frac{p\rho}{n} + \frac{r}{p}$$

összeg minimum legyen, mely összeg, ha

$$\frac{p\rho}{n} = x \text{ és } \frac{r}{p} = y$$

tétetik, ezt az alakot ölti

$$x + y.$$

Azonban

$$(x + y)^2 = (x - y)^2 + 4xy;$$

mivel pedig $xy = \frac{r\rho}{n}$ állandó, következik, hogy $(x + y)^2$ tehát $x + y$ is akkor minimum, midőn $(x - y)^2$, mely mindig pozitiv, zérussá válik, vagyis midőn $x = y$, tehát mikor

$$\frac{p\rho}{n} = \frac{r}{p},$$

vagy szintén mikor

$$r = \frac{p^2\rho}{n} = \frac{p\rho}{q},$$

a mi azt mondja, hogy a telep ellenállásának egyenlőnek kell lennie a vezeték ellenállásával.

Megjegyzendő, hogy a telep $\frac{p\rho}{q}$ ellenállásának akkor van a lehető legnagyobb értéke, midőn $p = n$ és $q = 1$, és ekkor a maximális intenzitás feltétele: $r = n\rho$. Ha tehát a vezeték ellenállásnak ekkora vagy ennél nagyobb értéke van, nyereségesebb a lánczolatos kapcsolás; ha ennél kisebb értéke van, p-t akként kell megválasztani, hogy a telep és a vezeték ellenállása közötti egyenlőség feltételének a lehető legjobban eleget tegyen. Megjegyzendő azonban, hogy eme feltétellel a legerősebb áramot nyerjük ugyan, de gazdasági szempontból nem jó eredményt érünk el.

585. Hat vezetőből álló rendszer, mely vezetők közül négy egy négyszög oldalait, kettő pedig ennek átszögellőit alkotja, **Wheatstone-féle hídnak** neveztetik; az elektrikusok nagyon gyakran használják az ellenállások és az elektromindító erők mérésében. Az átszögellők egyikében, a 790. ábrában APB-ben, az elektromindító erő hat; a másikba, CD-be, a tulajdonképeni *híd*ba, egy érzékeny G galvanométer van beiktatva. Rendszerint akként szabályozzuk az oldalak ellenállását, hogy a hídon semmi áram se menjen át, hogy tehát a galvanométer tűje zéruson maradjon.

Kirchhoff első törvénye (**578**) a különböző elágazó áramokra nézve a következő kapcsolatokat adja:

C-ben: $i_1 = i_3 + i_5$,
D-ben: $i_2 + i_5 = i_4$;

a második törvény pedig:

ACD-ben: $i_1 r_1 + i_5 r_5 = i_2 r_2$,
CDB-ben: $i_5 r_5 + i_4 r_4 = i_3 r_3$.

Hogy $i_5 = 0$ legyen, a három első egyenletnek a következőkké kell alakulnia:

$$i_1 = i_3, \quad i_2 = i_4, \quad i_1 r_1 = i_2 r_2,$$

tehát az utolsónak ezt az alakot kell öltenie:

$$i_1 r_3 = i_2 r_4,$$

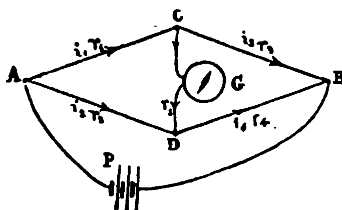
minélfogva a megfelelő tagok osztása révén megkapjuk a keresett feltételt:

$$r_1 : r_3 = r_2 : r_4. \qquad (1)$$

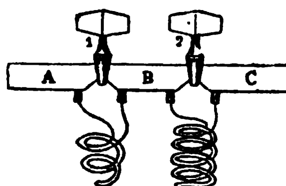
Innét, ha r_1, r_2 és r_4 ismeretes:

$$r_3 = \frac{r_4}{r_2} r_1.$$

Helyén van itt megjegyezni, hogy bebizonyíttatott a következő általánosabb tétel: ha egy WHEATSTONE-féle négyszögnek mind a hat ágában elektromindító erők működnek, és ha az átszögellők egyikének zárásakor és nyitásakor az áram intenzitása a másik átszögellőben nem változik, ez annyit tesz, hogy a négy oldal ellenállása között az (1) alatti feltétel áll fenn.



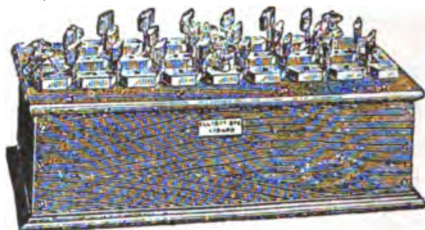
790. ábra. Wheatstone hidja.



791. ábra. Ellenállás-tekercsek.

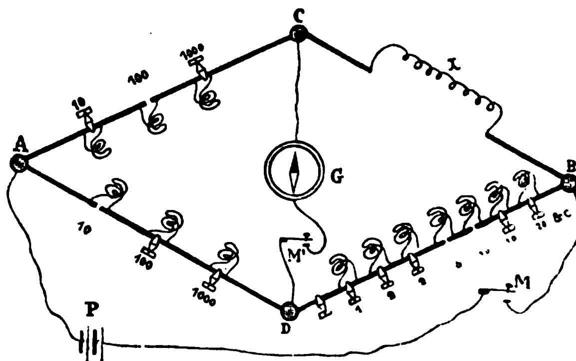
586. Az oldalakba iktatandó három ismeretes ellenállást jelenleg a műszerkészítők **ellenállás-tekercsek** alakjában állítják elő, melyek már *ohm*ok szerint (**575**) vannak beosztva. Mindegyik tekercs selyemmel burkolt újezüst drótból áll (mert ez kevésbbé van alávetve a mérséklet okozta változásoknak), mely maga-magára van hajlítva és spirálisban van összecsavarva, két vége pedig két vastag sárgarézdarabra, *A* és *B*-re (791. ábra) van forrasztva, melyek nem érintkeznek, hanem az

1 dugó segítségével tökéletes elektromos közlekedésbe helyezhetők. A sárgarézdarabok ebonitlapra vannak erősítve, mely a fedelét alkotja egy szekrénykének, melybe a tekercsek zárva vannak. Ilyen *ellenállás-szekrényt* látni a 792. ábrán.



792. ábra. Ellenállás-szekrény.

Midőn valamennyi dugó a lyukában van, az áram csakis a sárgarézdarabokon menvén át, elhanyagolható ellenállásra talál; ha pedig egy vagy több dugó ki van véve, a megfelelő tekercsen kell átmennie.



793. ábra. Az ellenállás mérése.

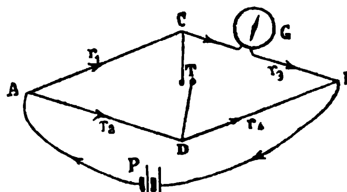
A 793. ábrából kitünik, hogy miként iktathatók ezek a tekercsek egy Wheatstone-féle híd oldalaiba, hol is az összekapcsoló vezetőknek olyan vastagoknak kell lenniök, hogy ellenállásuk elhanyagolható legyen.

587. Valamely x **ellenállás mérése** akként történik, hogy ezt az ellenállást a CB oldalba r_3 helyébe iktatjuk; r_1 helyébe 100 ohmot, és r_2 helyébe 10 ohmot iktatunk be, a DB oldalba pedig a tekercseknek egy sora van illesztve, melyet **reosztát**nak is nevezünk. Ha M kulcsot lenyomjuk, a P telep áramainak maradandó erősségű keringése legott helyre áll, s ekkor lenyomjuk a G galvanométer mellett levő M' kulcsot is. Tegyük fel, hogy az ábrában előtüntetett esetben a galvanométer jobbra tér ki; de térjen ki balra, ha BD-ben az 5 és 10-zel jelölt dugón kívül még az 1-gyel jelölt dugót is kiveszszük. Ez az **585.** p. (1) képlete szerint annyit tesz, hogy az $x = r_3$ ellenállás következő értékek között fekszik:

$$\frac{100(10+5)}{10} = 150 \text{ ohm és } \frac{100(10+5+1)}{10} = 160 \text{ ohm.}$$

Hogy nagyobb legyen a megközelítés, AC oldalban a dugót 100-ba visszateszszük és 10-ben kiveszszük, úgy, hogy mind r_1, mind pedig r_2 egyenlő 10 ohmmal, és ekkor DB-ben a dugókat akként szedvén ki, hogy ebben az oldalban 150 ohmnál nagyobb ellenállás legyen, az x ellenállást legalább is 1 ohmnyi pontossággal határozhatjuk meg. Hogy az ohm tizedrészeit nyerjük, AD-ben 100 ohm ellenállást kell beiktatni, AC-ben pedig 10-et meghagyni, és így tovább.

588. Ha valamely **galvanométer ellenállása** volna meghatározandó, úgy a CD hídba (793. ábra) az ő helyébe egy T megszakítót (794. ábra) teszünk, magát a G galvanométert pedig a CB oldalba iktatjuk. Ezután a többi oldal ellenállását akként szabályozzuk, hogy a tű kitérése ugyanaz maradjon, akár helyreállítjuk T-ben az érintkezést, akár megszakítjuk. Ez annak a jele, hogy a hídban áram nem kering és hogy ennélfogva



794. ábra. Galvanométer ellenállásának mérése.

a C és D pontok egyazon potencziálon vannak, tehát teljesítve van a következő feltétel (**585**):

$$r_3 = \frac{r_4}{r_2} r_1,$$

mely a galvanométer r_3 ellenállásának kiszámítására szolgál.

589. Térjünk vissza az **567.** pont

$$r = k \frac{l}{s} \qquad (1)$$

képletére, mely egy prizmatikus vezető ellenállását fejezi ki. A k együttható **fajlagos ellenállásnak** neveztetik és azt az ellenállást méri, melyet egy köb, melynek éle egyenlő a hosszegységgel, az egyik lapjáról a szemközt fekvő lapra áramló elektromossággal szemben tanusít.

A fajlagos ellenállást egy tényleges ellenállásnak valamely hosszal való szorozmánya fejezi ki, mérete tehát (**574, H**)

$$k = L[r] = L[LT^{-1}] = [L^2 T^{-1}].$$

Az ellenállás visszás értékét $\frac{1}{k}$-t **fajlagos vezetőképességnek** mondjuk.

A fajlagos ellenállás függ a vezető chemiai természetétől, mérsékletétől és molekulai szerkezetétől, de független a vezetőn átáramló elektromosság mennyiségétől.

Meghatározására a WHEATSTONE-féle hidhoz folyamodhatunk; meghatározzuk egy l hosszú és s keresztmetszetű vékony prizma ellenállását és az (1) alatti képletet k szerint megoldjuk. Ha elfogadjuk a törvenyes ohmot (**575**), azaz ha feltesszük, hogy egy $l = 106$ cm hosszú és 0,01 cm² keresztmetszetű higanyoszlop ellenállása egyenlő 10^9 *C.G.S.* egységgel, úgy a higany fajlagos ellenállása (1) szerint:

$$k = \frac{rs}{l} = \frac{10^7}{106} = 94\,340 \ C.\,G.\,S.$$

A következő számok MATHIESSEN kisérleteiből vannak levezetve, melyek chemiailag tiszta és 0°-ú fémeken tétettek.

A kereskedelemben előforduló fémek ellenállása mindig nagyobb, gyakran tetemesen nagyobb, minek oka más, velök ötvöződve levő fémek nyomainak tulajdonítandó.

Fajlagos ellenállások.

(MATHIESSEN szerint).

I. rovat: Fajlagos ellenállások, vagyis 1 cm^3 ellenállása abszolut *C.G.S.* egységekben.

II. rovat: 1 m hosszú és 1 mm^2 keresztmetszetű drót ellenállása ohmokban.

III. rovat: Ugyanilyen drót ellenállása SIEMENS-egységekben, vagyis 1 m hosszú és 1 mm^2 keresztmetszetű higanyoszlop ellenállásában.

Tiszta fémek	I.	II.	III.
Higany	• 94 340	0,943 40	1,000 0
Ezüst, izzított	1 492	0,014 92	0,015 3
« nyujtott	1 620	0,016 20	0,016 6
Réz, izzított	1 584	0,015 84	0,016 2
« nyujtott	1 620	0,016 20	0,016 6
Arany, izzított	2 041	0,020 41	0,020 9
« nyujtott	2 077	0,020 77	0,022 0
Aluminium, izzított	2 889	0,028 89	0,030 6
Czink, préselt	5 581	0,055 81	0,059 2
Platina, izzított	8 982	0,089 82	0,091 8
Vas, izzított	9 638	0,096 38	0,098 6
Nikel, izzított	12 358	0,123 58	0,131 0
Ón, préselt	13 103	0,131 03	0,314
Ólom, préselt	19 468	0,194 68	0,199
Antimon, préselt	35 209	0,352 09	0,373 2
Bizmút, préselt	103 098	1,300 98	0,379 0
2 r. platina és 1 r. ezüst	2 419	0,024 19	0,025 6
Sárgaréz, nyujtott	4 834	0,048 34	0,051
Argentán, nyujtott	20 763	0,207 63	0,212
Nikkel-magánréz (84% Cu, 12% Mn, 4% Ni)	47 500	0,475 00	0,498 5
Magánréz (90% Cu, 10% Mn)	43 000	0,430 00	0,431 5
Retorta szén alsó határ	38×10^5	—	40
Retorta szén felső határ	114×10^5	—	120

Ha k a fajlagos ellenállás, az utolsó előtti rovat számait megkapjuk, ha k-t a következő számmal sokszorozzuk:

$$\frac{100}{(0,1)^2 \times 10^9} = 10^{-5}.$$

Megjegyezzük, hogy egyenlő méretek mellett a közhasználatú fémek között a réznek van legkisebb ellenállása, adott hossz és adott súly mellett pedig az aluminiumnak.

A telegráfdrótok czinkezett vasból vannak, mert ennek szívóssága és olcsósága felér a rézzel szemben való csekélyebb vezetőképességével. A magyar fővonalakon a drót átmérője középértékben 5 mm és ellenállása 8 ohm kilométerenként. A mellékvonalak drótja 3 mm átmérőjű és kilométerenként 21 ohm ellenállású. A franczia telegráfdrót 4 mm átmérőjű és kilométerenként mintegy 10 ohm ellenállású.

590. Valamennyi fémnek ellenállása a hőmérséklettel növekszik; e növekedés a következő képlettel fejezhető ki:

$$R = r\,(1 + at + bt^2), \tag{2}$$

hol r az ellenállás 0°-on, az együtthatók értéke pedig Benoît szerint a következő:

	a	b
Aluminium	0,003 876	0,000 001 320
Réz	0,003 67	0,000 000 587
Vas	0,004 516	0,000 005 828
Magnézium	0,003 870	0,000 000 863
Ezüst	0,003 972	0,000 000 687
Ón	0,004 028	0,000 005 826
Higany üvegcsőben	0,000 8649	0,000 001 12
Uj ezüst	0,000 4433	0,000 000 152
A német birodalmi fizikai-technikai intézet szerint:		
Nikkel-mangánréz (Cu, Mn, Ni)	0,000 015	—0,000 000 9
Mangánréz (Cu, Mn)	0,000 020	—0,000 000 6

Igen figyelemre méltó a két utolsó ötvény ellenállásának igen kicsiny változása a hőmérséklettel, a miért is igen alkalmasak ellenállási mértékek készítésére.

Az elektromos vezető képesség egyenlő lépést tart a hővezető képességgel, sőt bizonyos hőmérsékleten eme két együttható viszonya a jobban vezető fémekre nézve közelítőleg egyenlő. A többinek elektromos vezető képessége mindinkább kisebbedik hővezető képességéhez képest.

De ez a viszony a mérséklettel változik, ugyanis LORENZ azt találta, hogy (a vas kivételével) minden fémre megközelítőleg áll a következő kapcsolat:

$$\frac{c}{\gamma} = \theta \times \text{const},$$

hol c a hővezető, γ az elektromos vezető tehetség, θ pedig az abszolut mérséklet; e szerint (a vas kivételével) minden fém hővezető képességének az elektromos vezető képességéhez való viszonya arányos volna az abszolut mérséklettel.

Igen érdekes az a tény, hogy rendkívül alacsony mérsékleteken a réz ellenállása igen kicsinynyé válik, elannyira, hogy úgy látszik, hogy igen közel zérussá válik, még mielőtt az abszolut zéruspontot elérné. Ha a dolog így állana, az elektromosság átmenne a rézen hőfejlesztés nélkül, mi oly tüneményeket szülne, melyekről alig lehetne sejtelmünk. A réz ellenállásának d mérséklettel való ez a rohamos apadása szembeötlőbbé válik, ha a következő táblácskára tekintünk, mely WROBLEWSKY néhány kisérletének eredményét foglalja magában.

Mérséklet Celsius-fokokban		Ellenállás	Hőmérsékleti együttható a
	+ 25	19.262	0,004 056
Jég olvadáspontja	0	17,489	0,004 286
Etilén forráspontja...	—103	9,769	0,004 030
Nitrogén kritikus mérséklete	—146	6,738	0,007 847
Nitrogén forráspontja	—193	2,754	0,007 855
Közel a nitrogén megmerevedéséhez	—201	1,655	

591. A retorta-szén ellenállása, a fémekétől eltérőleg, a mérséklet emelkedésével alábbszáll, úgy, hogy erre nézve

$$a = -0{,}005.$$

Ennélfogva fémből és szénpálczikából olyan vezetőt állíthatnánk össze, melynek ellenállása állandó maradna. A (2) alatti képletből könnyen levezethető, hogy a kiegyenlítés elérésére 50 ohm-nyi rézre mintegy 367 ohm-nyi szén kivántatnék meg.

592. Siemens az ellenállásnak a mérséklettel való változását **elektromos pirométer** szerkesztésére használta fel. Ez a készülék egy Wheatstone-féle hídból áll, melynek egyik ágába platina-spirális van iktatva: ez tétetik ki a megvizsgálandó hőmérsékletnek. Langley hasonló berendezést használt az ő **bolométer**ében, melyet a sugárzó energiára vonatkozó vizsgálataiban a hőelektromos oszlop (2) helyett használt. Spirális helyett rendkívül finom platinadrótot alkalmazott.

593. Az a feltünő hatás, melylyel a hő a selenium elektromos vezetőképességére van, felhasználtatott egy **elektromos fotofon** szerkesztésére, mely hatásmódjában merőben különbözik a **249.** pontban leirt fotofontól.

A megolvasztott selenium rendszerint üvegszerű külsejű s ekkor igen nagy ellenállása van; ha azonban megolvasztás után néhány órán át 220 fokon tartjuk s ezután lassan ki hagyjuk hülni, kristályos szerkezetet vesz fel és némi vezető tehetségre tesz szert, mely a sugárzó energiának hatására, különösen pedig a zöldes-sárga sugarak hatására növekszik.

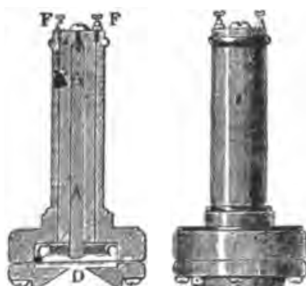
Két sárgaréz-szalag, mely egymás mellett spirálisban van összecsavarva, de igen vékony szelénréteggel van egymástól elkülönítve, valamely telep áramkörébe van iktatva, úgy, hogy az áram kénytelen átmenni a szelénrétegen. Sötétben egy ilyen készüléknek ellenállása 300 ohm volt, mely a napon mintegy a felére szállott le. Ha már most egy igen vékony tükröcskétől nagy távolságban helyezzük el és gyüjtő lencsét teszünk közbe, elérhetjük hogy a visszavert sugarak nyalábját gyűjtjük össze rajta.

Ha a tükör mögé felállított tölcsérbe beszélünk, a tükör rezgés közben görbül, a fénynyaláb gyujtópontja elmozdul és a sze-

lén megsugárzása s ezzel ellenállása változásoknak lesz alávetve, melyek a hangforrás rezgéseivel teljes összhangzásban vannak. Most még csak az elektromos ellenállásnak emez időszakos változásait időszakos tömegmozgássá kell akként átalakitani, hogy ebből a tükör mögött adott hangok ismétlődése keletkezzék.

594. E czélra Bell **telefonja** szolgál, melyet hosszmetszetben a 795. ábra tüntet elő.

Az *AA* megmágnesezett aczélpálcza egyik végére vékony és szigetelt rézdrótból való tekercs *CC* van tolva, melynek *F* és *F*



795. ábra. Bell-féle telefon.

drótvégei drótszorítókkal vannak kapcsolatban. Az orsó előtt vékony vaslemez s ez előtt ismét *D* tölcsér van, melyet fülünk nek tartunk.

Tegyük fel, hogy a *CC* mágnesező tekercs a szelénes készülék és a telep áramkörébe van iktatva. Ha a szelén vezető tehetsége megváltozik, ezzel együtt megváltozik az áram intenzitása, tehát az áram mágnesező ereje is **(541)**, és ennélfogva a mágnes a vaslemezt erősebben vagy gyengébben vonzza, és így a vaslemez a tükröcske rezgéseit visszaadja. Általában a telefonhoz folyamodunk, valahányszor gyors időszakos változásoknak alávetett áramot vizsgálunk meg, vagy ha meg akarjuk tudni, nem áramlanak-e valamely vezetőben váltakozó irányú áramok, melyekkel szemben a galvanométer érzéketlen **(686)**.

595. A mágnesezésnek hatása van a vas, a nikkel és a kóbalt elektromos ellenállására és pedig nagyobbítja az ellenállást, ha az ezen fémekből készült drótok a mágnesi tér irányával párhuzamosak és csökkenti, ha merőlegesek a tér irányára. A bizmút ellenállását mindig nagyobbítja és pedig a nagyobbodás több a merőleges, mint a párhuzamos irányban. A nagyobbodás különösen nagy ezen fémben, a mennyiben 20000 *C. G. S.* egységnyi mágnesi tér az ellenállást megkétszerezi. Kisérlet történt ezen ténynek a mágnesi tér intenzitásának megmérésére való felhasználásában, oly módon, hogy egy sík bizmút-spirálisnak ellenállásbeli változását mérték, mikor a tér irányára merőlegesen el volt helyezve.*

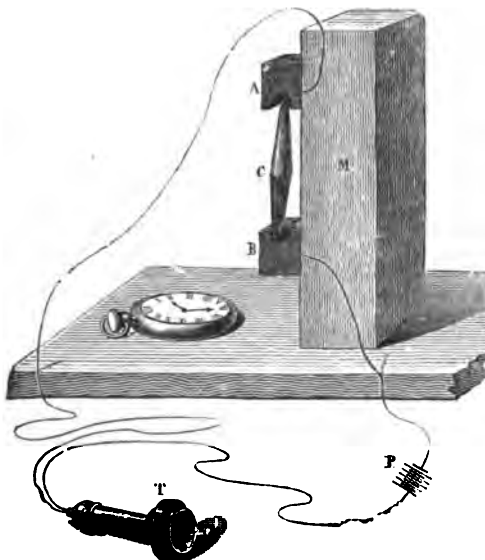
596. Fontos, hogy valamely áramkör különböző részei között tökéletes fémi érintkezés legyen, mert bármily vékony oxidréteg már akkora ellenállást fejthet ki, mint néhány méternyi fémdrót.

Még nincs kimutatva, hogy a nyomás hatással van-e valamely homogén vezetőre; de bizonyára hatással van ott, a hol két szilárd vezető érintkezik, a mi kimutatható lánczokkal, melyeket különböző nagyságú súlyok feszítenek. Két darabnak egyszerű összeérintése viszonylag nagy és minden legkisebb rázkódással tetemesen változó ellenállást fejt ki. A szorítás növekedésével az érintkezés bensőbbé válik, és az érintkező felület növekedése miatt az ellenállás gyengül.

Ezen a tényen alapszik a HUGHES-féle **mikrofon** meglepő hatása. Ez olyan készülék, mely távolságokon át átviszi a különböző hangokat, még a beszédet is, és erősbíti az olyatén igen gyenge hangokat, melyek magukban véve nem volnának hallhatók. Áll egy áttevő készülékből, vagyis a tulajdonképeni mikrofonból, egy jelvevőként szereplő telefonból **(594)**, egy kicsiny telepből és a vonaldrótból. A 796. ábra eme különböző

* LÉNÁRD-nak ez elv alapján szerkesztett készüléke a gyakorlatban terjedni kezd. B.

készülékeket olyan berendezésben tünteti elő, hogy a *T* telefonban távolságon át hallható hang egy óra ketyegése legyen; az óra két fenyőfadeszkából álló derékszögre van téve, mely a mikrofonnak tartója. A függélyes deszkára két széndarab *AB* van erősítve, melyek közé egy szintén szénből való, két végén kihegyezett *C* pálcza van illesztve. A fa megrezdülései a pálcza



796. ábra. A telefon és mikrofon összekapcsolása.

támasztó pontjaival közlődnek és nagy mértékben megváltoztatják e pontoknak az árammal szemben való ellenállását; az áram tehát intenzitásbeli változásokban részesül, melyek megrezdítik a telefon vaslemezét. Eme rezgések intenzivebbek is lehetnek a mikrofon deszkáival közölteknél, úgy, hogy igen gyenge hangok is, minő például a légy járásának kopogása, hallhatókká válnak.

Hughes találmánya után a mikrofonnak nagyon változatos alakokat adtak, de mindegyikök több széndarabnak gyenge érintkezésén alapszik, és ezen alakok egyikében vagy másikában

már igen széleskörű szolgálatot tesz az emberi társadalomnak, mert csaknem valamennyi telefonrendszernek áttevő készüléke.

597. A **folyadékok fajlagos ellenállása** olyanforma módszerekkel határozható meg, mint a szilárd testeké, melyek azonban némileg módositandók, hogy a galván polarizáczió **(654)** zavaró hatásai kiküszöböltessenek. E végből váltakozó áramokat szokás alkalmazni s a WHEATSTONE-féle hídban **(585)** galvanométer helyett telefont kapcsolnak be.

A folyadékok az elektromosságot egészen más módon vezetik, ellenállásuk igen sokkal nagyobb, és a fémek ellenállásával **(590)** ellenkezőleg annál nagyobb, mentül alacsonyabb a mérsékletük, mi alól csak néhány folyadék, ezek között BARTOLI szerint a dietilamin $(C_4H_{11}N)$ tesz kivételt.

A tiszta víz nagyon rossz vezető; annál rosszabb, mentül tisztább. KOHLRAUSCH-nak, ki a vizet platina-edényekben a levegővel való érintkezést kizárva párolta le és tartotta el, s a legaprólékosabb óvatossággal távol tartott a víztől minden idegen anyagot, valóban sikerült olyan vizet előállitania, melynek ellenállása roppant sokkal nagyobb a közönséges lepárolt vizénél, nevezetesen fajlagos ellenállása $3{,}7736\times10^{15}$, vagyis mintegy 40000 milliószor nagyobb a higanyénál, úgy, hogy eme víznek egy milliméter hosszú oszlopa épen olyan ellenállású, mint egy épen olyan keresztmetszetű higanyoszlopé, mely az egész földgömböt övezi körül. A levegő jelenléte már elegendő volt, hogy vezető képessége 4 óra alatt 60 százalékkal növekedjék; elegendő volt, hogy üvegedényben tartassék el, hogy a szilikátokból nyomokat feloldván, vezetővé váljék.

598. A vizes oldatok ellenállása, tehát a sótartalom növekedésével csökken, de azután a legtöbb esetben egy bizonyos minimumot ér el, a melyen túl az ellenállás a sótartalommal együtt növekszik.

Erre nézve a következő táblázatban három példa van; az ellenállás minimuma kövér betükkel van szedve.

Folyadékok	Gramm só 100 g oldatban	Vezető képesség, ha a higanyé 10^8 tétetik	Fajlagos ellenállás 18°-on absz. C.G.S. egységekben	Sűrűség 18 C°-on
Czinkszulfát, BEETZ szerint	5	179	530×10^8	1,051
	10	301	315×10^8	1,107
	23,5	**442**	**214×10^8**	**1,286**
	30	416	232×10^8	1,379
	35	330	287×10^8	—
Kénsav, KOHLRAUSCH szerint	5	1952	486×10^7	1,033
	10	3665	259×10^7	1,067
	30,4	**6914**	**137×10^7**	**1,224**
	40	6361	149×10^7	1,306
	60	3487	272×10^7	1,502
	80	1032	918×10^7	1,732
Salétromsav, GROTRIAN és KOHLRAUSCH szerint	5	1410	393×10^7	—
	10	4310	220×10^7	—
	29,7	**7330**	**129×10^7**	**1,185**
	80	2500	379×10^7	—

599. Hogy valamely telep hatását megitélhessük, ismernünk kell, mint tudjuk, elektromindító erejét és ellenállását, melyeket OHM képletében az **573.** pontban ε és ρ betükkel jelöltünk:

$$i = \frac{\varepsilon}{\rho + r} \qquad (1)$$

és a melyeket az **elem állandóinak** szoktunk nevezni.

Ennélfogva ismertetni fogunk néhányat azon számos módszer közül, melyeket e két mennyiség meghatározására kigondoltak.

Egy önként kinálkozó módszer abban áll, hogy az elemet r ellenállású galvanométerrel zárjuk és megmérjük a benne keringő áram i erősségét; ezután az áramkörbe még valamely r' ellenállást iktatunk s megmérjük az új i' erősséget.

Az első esetben az (1) alatti képlet áll, a másodikban pedig

$$i' = \frac{\varepsilon}{\rho + r + r'};$$

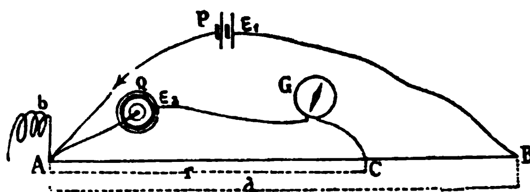
e képletekből könnyen kiszámítható ρ és ε:

$$\rho = \frac{i'}{i-i'} r - r', \quad \varepsilon = \frac{ii'}{i-i'} r'.$$

Azonban ez ellen a módszer ellen azt a kifogást lehet tenni, hogy a két mérés különböző áramokkal tétetik, melyek az áramkört különböző mértékben hevítik fel (612) és ennélfogva nem egyenlő mértékben változtatják meg ellenállását; e mellett még az a kétkedés is felmerülhet, hogy az elem állandói talán az áram erősségétől is függnek.

600. A **kompenzácziós módszer** egészen állandó telepet kiván meg, melynek elektromindító ereje az összehasonlítás alapjául szolgál. És mivel zárt árammal kell dolgoznunk, legczélszerűbb a DANIELL-féle (442).

A kompenzáczióban valamely G galvanométeren (797. ábra) át vezetjük valamely Q elem egész áramát és az erősebb P telep



797. ábra. Kompenzácziós módszer.

áramának egy elágazását, úgy, hogy a galvanométer tűje ne térjen ki.

Az AB drót egy úgynevezett **reochord**, azaz egyenletes ellenállású és egy skála előtt egyenes vonalban kifeszített vezető, úgy, hogy könnyen leolvasható, hogy mekkora rész van kirekesztve a szilárd A pont és az elágazás C pontja között, mely a drót mentén tökéletes érintkezéssel csúsztatható.

Ha az $APBC$ ág elektromotoros ereje és ellenállása ε_1 és ρ_1, az $AQGC$ ágé pedig ε_2 és ρ_2, végre ha a reochordnak a két elágaz-

tató pont közötti AC darabja r ellenállású, úgy a jelen esetre legott alkalmazhatjuk az **582.** pont (5) képletét:

$$i_2 = \frac{\varepsilon_2 (r + \rho_1) - \varepsilon_1 r}{r\rho_1 + \rho_1\rho_2 + \rho_2 r},$$

mely megadja az áram intenzitását a galvanométerben. És ha a C pontot, miként mondottuk, úgy választjuk, hogy $i_2 = 0$ legyen, úgy:

$$\varepsilon_1 = \frac{r + \rho_1}{r} \varepsilon_2,$$

De ha a PA és PB vezetők vastagok, úgy, hogy ellenállásuk elhanyagolható, ekkor $r + \rho_1$ egyenlő a P telep ρ ellenállásának és az egész reochord a ellenállásának összegével; ekkor tehát

$$\varepsilon_1 = \frac{a + \rho}{r} \varepsilon_2 \tag{1}$$

Ha ezután a reochordhoz a b ellenállást csatoljuk, P-nek kompenzáczióját C-nek elmozdításával állítjuk helyre, mely elmozdításnak A és C között r' ellenállás felel meg, és miként az (1) esetben, úgy most:

$$\varepsilon_1 = \frac{a + b + \rho}{b + r'} \varepsilon_2 \tag{2}$$

mely képlet az (1) alattival egybevetve, ρ-nak kiszámítására a következő egyenletet adja

$$\frac{a + \rho}{r} = \frac{a + b + \rho}{b + r'}. \tag{3}$$

Hátra van még az ε_1 elektromindító erő meghatározása. E végből Q helyébe az összehasonlítás alapjául szolgáló Daniell-t teszszük, melynek elektromindító erejét δ-val jelöljük, és megkeressük, hogy C pontnak mely új helyzetében nem fog a galvanométer kitérni. Ha az uj AC darab ellenállása r'', úgy:

$$\varepsilon_1 = \frac{a+\rho}{r''}\,\delta, \qquad (4)$$

és ha ezt az egyenletet az (1) alattival egybevetjük:

$$\frac{\varepsilon_2}{\delta} = \frac{r}{r''}.$$

601. Hogy abszolut méréseket végezzünk, kell hogy egyszer s mindenkorra meghatároztuk légyen δ értékét, mi úgy történik, hogy az R ellenállású DANIELL-elemet egy R_1 ellenállású vezetővel zárjuk, melynek részét teszi egy tangens-galvanométer **(501)**, melynek G redukáló együtthatója ismeretes, és megoldjuk a következő egyenletet:

$$GH \operatorname{tg} a = \frac{\delta}{R + R_1}.$$

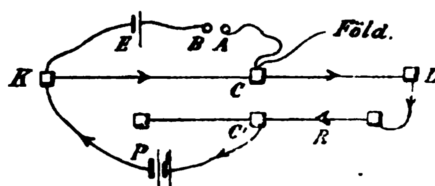
Hogy δ *volt*okban legyen ismeretes, kell hogy $R+R_1$ *ohm*okban legyen adva, és a HG tg$a$ intenzitást meg kell sokszorozni 10-zel, hogy *ampère*kben **(508)** ki legyen fejezve.

602. Ha az elektromindító erőt meg akarjuk mérni a nélkül, hogy a teljesen soha ki nem küszöbölhető sarkítás **(441)** által gyengíttetnék, az elektrométerhez kell folyamodnunk: a telep sarkait összekötjük a quadránspárokkal és megfigyeljük potencziál-különbségüket.

Elmés és gyors a **Pellat módszere.** Két nagy DANIELL-ből álló P segítő-telepnek (798. ábra) árama az egyenlő részekre osztott KL reochordot **(600)** egész hosszában futja át, innét egy második R reochordba lép be és a C' csúsztatón át kilépve, a negativ sarkhoz tér vissza.

E egy minta-elem (például az 1,434 *volt* elektromindító erejű LATIMER CLARK-elem), melynek pozitiv sarka K-ban az első reochord kezdőpontjával közlekedik, negativ sarka pedig a quadráns-elektrométer **(386)** egyik B elektródjával van összekapcsolva; a másik A elektród a C csúsztatóval, s ennek révén a földdel közeledik. A és B közé kapilláris elektrométer **(672)** is kapcsolható. Egyébként mindennek jól el kell szigetelve lennie.

Először is a C csusztatót a KL reochord 1000-es pontjára állítjuk, és a másik C' csúsztatót addig mozdítjuk el, míg az elektrométer zéruson nem marad, a mikor is E-nek elektromindító ereje kompenzálva van azon potencziál-különbségtől, melyet a P telep árama a K és C pontok között létesít (**570**), és a mely a C' csúsztatónak adott állása mellett arányos a KC drót hosszával. Ezután E helyébe az x elektromindító erejű elemet



798. ábra. Elektromindító erő mérése Pellat szerint.

teszszük, és megkeressük, hogy mely pontra kell csúsztatni C-t, hogy azt kompenzálja; mondjuk, hogy ez a pont a skála 789-es pontja.

Az első esetben a P teleptől származó potencziál-különbség K és C között 1000-rel, most pedig 789-czel fejezhető ki; ennélfogva az ezen különbségekkel egyenlő elektromindító erők viszonya:

$$x : E = 789 : 1000$$

és ha $E = 1,457$ *volt*,

$$x = 0,789 \times 1,457 = 0,541 \text{ volt.}$$

603. Néhány elem elektromindító ereje *volt*okban CAZIN szerint:

VOLTA-elem (czink-réz, **432**)	0,85
LECLANCHÉ-elem (barnakő, **444**)	1,48
GRENET-elem (káliumbichromát, **445**)	1,80
DANIELL-elem (czinkszulfát és rézszulfát, **442**) ...	0,96
« « ($^1/_{18}$-ra savanyított vízzel)	0,98
« « ($^1/_{15}$-re « «)	1,08

GROVE-elem (füstölgő salétromsav és $^1/_5$-re savanyított víz, **443**)	1,96
BUNSEN-elem (füstölgő salétromsav és $^1/_5$-re savanyított víz)	1,96
LATIMER-CLARK-elem (czinkszulfát és higanyszulfát)	1,43

604. Itt helyén van, hogy azokról az **igen nagy ellenállású galvanométerekről** szóljunk, melyek a gyakorlatban *voltméter* néven ismeretesek és egyszerű leolvasással *volt*okban megadják az elektromindító erőt, mely abban az áramkörben működik, a melybe be vannak iktatva. OHM törvénye (**573**) szerint ugyanis

$$i = \frac{\varepsilon}{\rho + r}, \tag{1}$$

mely képlet legott az

$$i = \frac{\varepsilon}{r}$$

alakot ölti, ha a galvanométer ellenállása akkora, hogy ehhez képest az elem és az áramvezetők ellenállása elhanyagolható.

Ilyes körülmények között tehát az ε elektromotoros erő arányos az áram i intenzitásával; mivel pedig valamely adott galvanométer kitérése egyes egyedül i-től függ, látjuk, hogy *volt*ok szerinti tapasztalati beosztás készíthető, ha ismeretes elektromindító erejű teleppel rendelkezünk.

Az **ampèrméterek** viszont kis ellenállású galvanométerek, melyek *ampèrek*re és törtrészeikre be vannak osztva.

605. A galvanométer használatáról szólva, meg kell még magyaráznunk azt a körülményt (**506**), hogy az érzékenységére nézve nem mindig kívánatos, hogy a drótnak a tű körül való tekervényei számát növeljük. Emlékezzünk vissza (**508**), hogy az igen kicsiny kitérések arányosak az áram i intenzitásával és a tekervények n számával:

$$a = Cni.$$

Ha a tekercs csak egyetlen egy vastag r ellenállású keretgyűrűből áll, (1) szerint:

$$a = C\frac{\varepsilon}{\rho + r}.$$

Ha ugyanez a gyűrű n-szerte hosszabb dróttá van kihúzva, keresztmetszete $\frac{1}{n}$-né válik, elektromos ellenállása tehát az **567.** pont (1) képlete szerint n^2r-ré válik, úgy, hogy az áram intenzitása a következő értékre száll alá:

$$i' = \frac{\varepsilon}{\rho + n^2r},$$

és ha a drótot n tekervényben vezetjük a tű körül, az új kitérés ekként van kifejezve:

$$a' = Cni' = C\frac{\varepsilon}{\frac{\rho}{n} + nr},$$

mely érték akkor éri el maximumát (l. az **584.** pontbeli levezetést), midőn $\frac{\rho}{n} = nr$, vagyis mikor a galvanométer-tekercs adott térfogata mellett az ő n^2r ellenállása egyenlő az áramkör fenmaradó részének ρ ellenállásával.

606. Mivel valamely elektromágnes tekercsének mágnesező ereje az **538.** p. (5) képlete szerint szintén összetett viszonyban van a tekervények számával és az áram intenzitásával, látni való, hogy adott elektromindító erejű és ellenállású telep és áramvezetők esetében czélszerű, hogy a mágnesező tekercs ellenállása egyenlővé tétessék ezekkel az ellenállásokkal. A telegráfos gépekben czélszerűek az igen vékony drótból való sok tekervényű tekercsek, mert a vonal ellenállása igen nagy; ellenben a lakóházakban használt csengetyükben czélszerű, hogy az elektromágneseknek vastagabb drótból való és kevesebb tekervényű orsóik legyenek.

607. Hátra van még, hogy valamely **vezető kapaczitásának meghatározására** szolgáló némely módszert is ismertes-

sünk. Némely különös esetben a kapaczitás egyszerü geométriai mérésből vezethető le. Így a kapaczitása valamely gömbnek, mely minden más vezetőtől távol van, egyenlő a gömb sugarával **(348)**. Azon R sugarú gömb kapaczitása, melyet R' sugarú, vele egy középpontú gömb vesz körül **(391)**,

$$C = D \frac{RR'}{R'-R},$$

hol D a gömbök között levő dielektrikumnak fajlagos megosztó képessége. Egy s felületű síknak kapaczitása, mely sík egy épen akkora, párhuzamos és a földdel közlekedő síktól d távolságban van **(482)**, a következő:

$$C = D \frac{s}{4\pi d},$$

ha elhanyagoljuk a kerület zavaró hatását, vagy pedig ha ezt védő-gyűrűvel **(385)** kiküszöböljük.

Eme képletek levezetésében elektrostatikai mértéket **(515)** használtunk. Hogy elektromágnesi mértékre vezessük őket vissza, meg kell fontolnunk, hogy a C_m kapaczitás mérete az elektromágnesi rendszerben **(514)** $[L^{-1}T^2]$, ellenben az elektrostatikai rendszerben $C = [L]$; ennélfogva

$$C_m = C[L^{-2}T^2] = C : c^2.$$

Látjuk tehát, hogy az előbbeni kifejezéseket meg kell sokszorozni eme c együttható **(513)** négyzetével, melyről azt tudjuk, hogy valószinűleg egyenlő a fény sebességével. Csakhogy az eddigelé tett számbeli meghatározásai nem eléggé szabatosak arra nézve, hogy redukáló együtthatóúl használhatnók.

608. Jobb a kapaczitásnak a galvanométerrel való közvetetlen megmérése. E végből valamely P telephez (799. ábra) folyamodunk, melynek ε elektromindító erejét abszolut mértékben **(601)** ismerjük; egyik sarkát T'-ben a földdel, másik sarkát pedig a G galvanométeren át a C sűrítő egyik fegyverzetével kötjük össze, hogy ily módon megmérjük azon e elektromosságmennyiséget, mely a sűrítőt megtölti. A kapaczitás tehát:

$$C = \frac{e}{\varepsilon},$$

*farad*okban (575) akkor van kifejezve, ha *e coulomb*okban, ε pedig *volt*okban méretett; minthogy azonban a *farad* a gyakorlat



799. ábra. A kapaczitás közvetetlen mérése.

szempontjából nagyon is nagy, inkább mikrofaradokban fejezzük ki, alkalmazván a következő képletet:

$$C = \frac{e}{\varepsilon} 10^6.$$

609. A mint a kereskedelemben előfordulnak az *ohm* másolatai (586), épen úgy meg vannak a *mikrofaradnak* és tört részeinek másolatai is. A 800. ábra egy harmad-*mikrofarad*ot tüntet elő. Ez doboz, melynek ebonit-födelén egy-egy drótfogóval (*A* és *B*) ellátott két sárgaréz darabot látunk; mindegyikök a sűrítő egy-egy fegyverzetével van összekötve; a sűrítő ónpapiros-lapokból áll, melyek paraffinozott papirossal vagy csillámlemezekkel vannak egymástól elkülönítve. A középen látható *S* dugó sárgarézből van, és az a czélja, hogy a sűrítőt, ha nem dolgozunk vele, kisütve tartsa.



800. ábra. Mikrofarad.

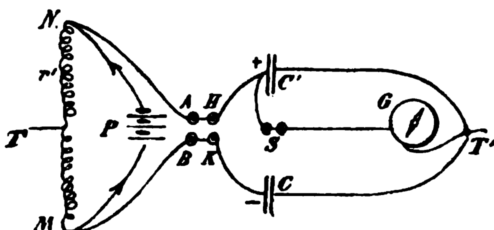
610. Ha valamely sűrítőnek kapaczitása egyszer már meg van határozva, akármely másikét gyorsabban megmérhetjük összehasonlítás révén.

Két kapaczitás összehasonlítására számos módszert gondoltak ki. Egyet már a **390**. pontban említettünk, s eme

módszer szerint mindössze két potencziált kell az elektrométerrel összehasonlítanunk. Szóljunk még a lord KELVIN módszeréről is, melyhez galvanométer kívántatik meg.

Ez abban áll, hogy két sűrítővel egyenlő és ellenkező töltéseket közlünk, miközben fegyverzeteiket különböző, V illetőleg V' potencziálra emeljük; ezután eme fegyverzetek között olyatén érintkezést létesítünk, hogy telepet alkossanak (377); végre ezt a telepet kisütjük egy galvanométeren át, melynek zéruson kell maradnia, ha a két töltés valóban egyenlő volt. Ekkor a C és C' kapaczitások fordított viszonyban vannak a potencziálokkal.

A helyett, hogy két potencziált mérnénk, megmérünk két ellenállást, a készüléket úgy rendezvén be, miként a 801. ábra mutatja. Valamely P telepet az r és r' ellenállás-tekercsek egy során át van zárva, mely sor egy közbenső T pontjában a föld-



801. ábra. Ellenállások összehasonlítása.

del közlekedik. Ha A-t összekötjük H-val, B-t pedig K-val, a telepek sarkai az összehasonlítandó C és C' sűrítők elszigetelt fegyverzeteivel közlekednek, minélfogva e sürítők, melyeknek másik fegyverzete T'-ben a földdel közlekedik, megtöltetnek.

Próbálgatás útján az elágazás T pontját akként választjuk, hogy ha azután az AH és BK közlekedést megszakítjuk, a H és K közötti érintkezést pedig létrehozzuk, a G galvanométer ne térjen ki, midőn lenyomjuk az S billentyűt, mely őt a szigetelt fegyverzetek párjával összeköti, míg másrészt a földdel közlekedik.

Ha a galvanométer nem tér ki, ez annyit tesz, hogy C és C'-beli töltések egymást közönbösitették. Ekkor a mondottak szerint a két kapaczitás között ez a viszony áll fenn:

$$C : C' = V' : V.$$

De a $PNTM$ áramkörben az M pontbeli V potencziál és az N pontbeli V' potencziál arányos **(571)** az r és r' ellenállásokkal, melyek eme pontok és a zérus-potencziálon levő T pont között foglaltatnak. Tehát a keresett viszony:

$$C : C' = r' : r.$$

XLIX. FEJEZET.

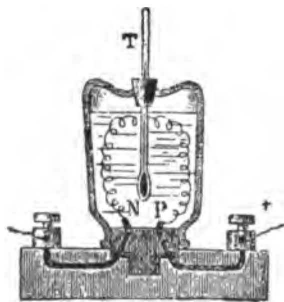
AZ ELEKTROMOS ÁRAM ÉS A HŐBELI ENERGIA.

611. Láttuk **(365)**, hogy valahányszor magasabb potencziálú pontról alacsonyabb potencziálú pontra elektromosság megy át, ez az elektromos helyzeti energia megfogyatkozásával jár, mely energia a két pont közötti potencziál-különbséggel és az egyiktől a másikhoz átömlő elektromosság mennyiségével összetett viszonyban van. Az elektromos energiának ezt a csökkenését kiegyenlíti ugyanannyi más alakú energia, például valamely mechanikai munka, valamely halmazállapot változás, valamely chemiai folyamat, vagy puszta hőfejlődés.

Mivel pedig az áram nem egyéb az elektromosságnak két különböző potencziálú pont közötti folytonos átmeneténél, nyilvánvaló, hogy a telep áramkörében az energiának folytonos átalakulása megy végbe. Épen ezzel a tárgygyal fogunk most foglalkozni. Hogy pedig a dolgot a legegyszerűbb esettel kezdjük, vegyük figyelembe az államkörnek egy egészen fémből való, egészen egyenletes darabját, melyben sem mechanikai

hatások, sem a molekulai szerkezet változásai, sem chemiai folyamatok nem esnek meg, melyben tehát az egész elektromos energia hővé alakul át.

612. Joule ezt a hőt a 802. ábrabelihez hasonló készülékkel mérte meg. Két vastag áramvezető a megvizsgálandó NP dróttal volt összekötve, s ez egy T hőmérővel együtt alkoholba volt merítve, mely kaloriméteres folyadékul szolgált.



802. ábra. Joule készüléke.

Az ekként a kaloriméterrel közölt C hőmennyiséget az áramkeringés t tartamával, ugyanezen áram i intenzitásának négyzetével és a drót r ellenállásával egyenes viszonyban levőnek találta. Ez a **Joule-féle törvény** tehát a következő egyenlettel fejezhető ki:

$$JC = i^2 rt, \qquad (1)$$

hol J állandó együttható, mely csakis a mérték-egységektől függ, és az egységgel egyenlővé válik, ha mindent abszolut mértékben fejezünk ki, ideszámítva C-t is, mely ez esetben a fejlődő hővel egyenértékű ergek számát fejezi ki. Ha pedig C a kiskaloriák száma, és i ampèrekben, r ohmokban és t másodperczekben van kifejezve, úgy megközelítőleg $J=4{,}2$.

613. Joule törvénye tapasztalati úton találtatott fel, de levezethető mint Ohm törvényének **(573)** és az energia megmaradása elvének szükséges következménye is.

Ha ugyanis v és v' a potencziálnak azon két értéke az r ellenállású drót P és N végein, mely értékek megkivántatnak, hogy az áram i intenzitású legyen, és ha $v-v'=\Delta$ tétetik, úgy Ohm törvénye szerint:

$$i = \frac{\Delta}{r}. \qquad (2)$$

Mivel pedig a t időtartamban v potencziálról v' potencziálra átmenő elektromosság mennyisége it, a hővé átalakuló elektromos energia:

$$E = \Delta it, \qquad (3)$$

vagy ha Δ-nak (2)-ből vett értéket helyettesítjük:

$$E = i^2 rt.$$

Ha i ampèrekben, r ohmokban és t másodperczekben van kifejezve, úgy E jouleokban (**577**) van kifejezve.

Hogy tehát a mi vezetőnkben fejlesztett kis-kaloriák C számát megkapjuk, E-t el kell osztani a kaloria mechanikai egyenértékével (**577**), mely 4,2, minélfogva:

$$C = \frac{E}{4,2} = \frac{5}{21} i^2 rt, \qquad (1)$$

mely kifejezés, ha benne $i = 1$, $r = 1$ és $t = 1$ tétetik, azt mondja, hogy 1 ohmnyi ellenállásban keringő 1 ampèrenyi áram 1 sec alatt $\frac{5}{21}$ kis kaloriát fejleszt. És mivel (**577**) a kis kaloria mechanikai egyenértéke épen 4,2 joule, mondhatjuk, hogy 1 ampère 1 ohmon átmenve, 1 másodpercz alatt 1 joule hőbeli energiát fejleszt.

De (3) szerint az is áll, hogy:

$$C = \frac{5}{21} \Delta it,$$

és ha itt $\Delta = 1$ volt és $it = 1$ coulomb tétetik, látjuk, hogy ugyanannyi hő fejlődik, midőn 1 coulomb mennyiség 1 volt potencziálkülönbséggel áramlik (v. ö. **577**).

614. Az áram a folyadékokban is fejleszt hőt, és pedig ugyancsak Joule törvénye szerint; ennélfogva a ρ ellenállású telep folyadékjaiban az i erősségű áramtól t idő alatt fejlesztett kalóriák száma:

$$C' = \frac{5}{21} i^2 \rho t, \qquad (4)$$

és az egész áramkörben, melynek ellenállása $R=\rho+r$, ugyanazon időben fejlesztett kalóriák száma:

$$\gamma = C + C' = \frac{5}{21} i^2 Rt. \qquad (5)$$

Tekintve, hogy OHM törvénye szerint az elektromindító erő:

$$\varepsilon = Ri,$$

legott látjuk, hogy eme hőmennyiség dinamikai egyenértékének kifejezése a következő alakokat ölti:

$$E' = J\gamma = 4{,}2\ \gamma,$$

$$E' = Ri^2 t, \qquad (6)$$

$$E' = \frac{\varepsilon^2}{R} t, \qquad (7)$$

$$E' = \varepsilon it. \qquad (8)$$

Az energia megmaradása elvénél fogva pedig ugyanezek a képletek kifejezik azt a chemiai munkát is, melyet a chemiai erők a telepben az áram fentartására végeznek.

Ebből következik, hogy azon munka, melyet 1 coulombnak az áramkörben való keringetése megkiván, és viszont az a hőbeli energia, mely az egész áramkörben 1 coulombnak átmeneténél fejlődik, a következő kifejezéssel van adva:

$$\frac{E'}{it} = Ri = \varepsilon. \qquad (9)$$

Innét kitünik, hogy *az elektromindító erő azt a hőbeli energiát fejezi ki, mely valamely áramkörben fejlődik, midőn azon az elektromosság egysége megy át.*

615. Ha az áram fejlesztette hő nem közlődnék a szomszédos testekkel, az r ellenállású fémi vezető mérséklete az idővel arányosan folytonosan emelkednék, úgy, hogy ha a vezető tömege grammokban m, fajheve pedig c, a mérséklet emelkedését a következő képlet fejezné ki:

$$\vartheta = \frac{C}{cm} = \frac{5}{21} \frac{ri^2 t}{cm},$$

és ha ugyanezen vezető keresztmetszete s, hossza l, sűrűsége d, fajlagos ellenállása pedig k, lenne még (**567**):

$$\vartheta = \frac{5}{21} \frac{k}{cd} \frac{i^2 t}{s^2}.$$

E szerint a melegedés gyorsasága nem függne a hossztól, a keresztmetszet négyzetével, a térfogat szerinti cd fajhővel fordított, a fajlagos ellenállással pedig egyenes viszonyban volna.

616. De ezek a képletek az elektromosság keringésének csak első pillanataiban lehetnek érvényesek, mert később már nem hanyagolható el a vezetés és sugárzás révén veszített hő. A drót maradandó mérsékletét akként kell kiszámítanuk, hogy a veszített hőt egyenlővé teszszük a fejlesztett hővel. Legyen e végből ϑ a maradandó mérsékletnek és a környezet mérsékletnek különbözete, h a megfelelő sugárzó képesség, a a vezető oldalfelülete s akkor

$$ha\vartheta_1 t = C,$$

miből, a **613.** pont (1) képletét is tekintetbe véve,

$$\vartheta_1 = \frac{5}{21} \frac{r}{a} \frac{i^2}{h}. \qquad (4)$$

Ha R sugarú dróttal van dolgunk, ez a képlet így alakul:

$$\vartheta_1 = \frac{5}{21} \frac{k}{2\pi R^3} \frac{i^2}{h}. \qquad (5)$$

Ez azt mondja, hogy adott áram és adott sugárzó képesség mellett a vékonyabb és a nagyobb fajlagos ellenállású vezetők erősebben melegszenek meg.

Valóban, vezessük át az áramot oly vezetőn, mely egyazon fémből való, de váltakozva vastag és vékony darabokból áll: látni fogjuk, hogy az utóbbiak erősebben izzanak. Vezessük át egyazon átmérőjű, de váltakozva rézből és platinából való drótokból álló lánczon: a platina fehér izzásba jő, míg a réz sötét marad (**589**).

617. Ha az áramkörben működő elektromindító erőt ε-nal, az áramkör többi részének ellenállását pedig ρ-val jelöljük, a (4) képlet a következő alakra hozható:

$$\vartheta_1 = \frac{5}{21} \frac{\varepsilon^2}{ah} \frac{r}{(\rho + r)^2} \qquad (6)$$

és ez szembeötlővé teszi, hogy adott vezető annál magasabb mérsékletre emelhető, mentül nagyobb az elektromindító erő és mentül kisebb a használt telep ellenállása.

Ez az oka, hogy a **galvanokausztikában** nagy felületű telepeket használnak; itt izzó platina-drótokkal sebeket égetnek vagy pedig szerves szöveteket távolítanak el.

618. Itt helyén van a következő szép kisérlet. Feszítsünk ki egy vékony vasdrótot, s iktassunk belőle egy telep áramkörébe akkora hosszt, hogy ennek ellenállása annyira meggyengítse az áramot, hogy a drót épen csak hogy megmelegszik.

Abban a mértékben, melyben a közbeiktatott hosszt kisebbítjük, növekszik az áram erőssége és ezzel együtt a drót mérséklete. Midőn a kezdő vörös izzás beáll, állapodjunk meg. Ha most a drót egy részét jéggel dörzsöljük, a másik rész erősebb izzásnak indul s végre megolvad!

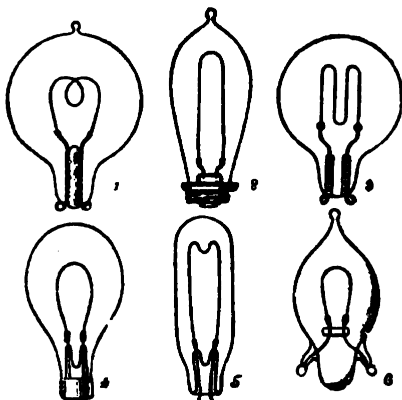
Ennek magyarázata könnyű. A jég okozta lehűlés csökkenti a dörzsölt rész fajlagos ellenállását (**590**), és a dolog úgy áll, mintha a (6) alatti képletben ρ kisebbednék.

619. A drótok elektromos izzását **robbantó töltések meggyujtására** alkalmazták. A messze levő telephez vastag áramvezetők vannak kapcsolva, s ezek végei vékonyka platinadróttal vannak összekötve, melyet robbanó anyagok vesznek körül. Ha az áramkört zárjuk, eme drót meggyujtja a töltést.

620. Sok kisérlet tétetett az elektromos izzásnak világításra való alkalmazására is. Az elektromos energia fejében nyert sugárzó energia vele mindig egyenértékű, de a szemre annál nagyobb hatással van, mentül magasabb a sugárzás mérséklete

(**214**), ennélfogva igen nagy fajlagos ellenállású és nagy mértékben tűzálló szilárd testet kellett keresni. Sem a platina, sem a még nehezebben olvadó platina-iridium ötvény nem vezetett jó eredményre, mert nem emelhető a kellő magasságú mérsékletre.

Ekkor a szénre gondoltak, és szívós kitartással sikerült nagyon tartós szénfonalakat késziteni, és pedig oly módon, hogy keskeny papiros szalagocskákat, különböző növényrostokat, tömény kénsavval kezelt gyapotfonalakat stb. szénporba burkolva, vörös izzásnak tettek ki. A szenesített fonalakat, miután galvanikus úton előállított rézbevonat közvetítésével platinadrótokhoz for-



803. ábra. Elektromos izzó lámpák.

rasztották, üveggömbökbe zárták el, s a kivezető platinadrótokat az üvegbe beolvasztották; erre áramot bocsátottak át rajtuk s szénhidrogénben izzították a végből, hogy ez disszocziálván, a szenét a fonálra lerakja s ennek összetartását fokozza, vastagságát növelje, addig, míg a megkivánt elektromos ellenállásra szert nem tesz. Minthogy a levegőben hevített szén elég, eme gömböcskéket higanylégszivattyúval (I, **244**, **258**) annyira légüressé tették, hogy a nyomás akkor, a mikor a szénfonál izzó állapotban volt, 0,03 mm.-nél kisebb legyen. Így készülnek a mai nap annyira elterjedt **elektromos izzó lámpák** (803. ábra).

Ha a nyomás nagyobb, az üveggolyó nagyon fölmelegszik, a mi energia-pazarlással jár; ha pedig a nyomás kisebb, a szén gyorsan föllengittetik, a golyó belsejét bekormozza s a lámpa élete megrövidül.

621. Az eddigelé leírt telepeket gazdasági szempontból nem lehetne az elektromos világításra alkalmazni; ezek helyett dinamo-elektromos gépek használtatnak, melyekkel később **(719)** meg fogunk ismerkedni; de úgy ezek, mint amazok alá vannak vetve OHM törvényének, úgy, hogy a nélkül, hogy az alkalmazott áramgerjesztőnek fajával törődnünk kellene, már most kitűzhetjük a következő feladatot: meghatározandó a legnyereségesebb viszony az áramkörbe egymás után kapcsolt néhány ilyen lámpának egészben való r ellenállása és az elektromosság-gerjesztőnek és az áramvezetőknek fennmaradó ρ ellenállása között.

E végből a **617.** p. (6) képletéhez folyamodunk, mely azt mondja, hogy adott ε elektromindító erő mellett az időegységben kisugárzott $ha\vartheta_1$ energia az ő maximális értékét az $\frac{r}{(\rho + r)^2}$ mennyiséggel együtt éri el, vagyis akkor éri el **(584)**, midőn $r = \rho$.

De meg kell jegyeznünk, hogy ez a maximum, s vele együtt a ϑ_1 mérséklet és a világító képesség annál nagyobb értékű, mentül kisebb az áramkor összes $r + \rho$ ellenállása és mentül nagyobb az ε elektromindító erő.

Az izzólámpák rendesen két, az elektromosság forrásával közlekedő vezető közé elágazásba kapcsoltatnak s 100—50 *volt* potencziálkülönbségen tartatnak. E szerint n számú, egyenként r ellenállású lámpa együttes ellenállása

$$R = \frac{r}{n}.$$

622. Gazdasági szempontból a feladatot másként kellene kitűzni: az áram előállítására megkivántató energiának hányad része alakulhat át a lámpák sugárzó energiájává?

Ez a hányadrész abban az esetben, midőn az áramkörben sem mechanikai, sem chemiai munka nem végeztetik, és csupán csak hőfejlődés megy végbe, a következő:

$$\frac{r}{r+n\rho},$$

mert a ρ ellenállású vezetékrészen fejlődő i (614) hőmennyiség másodperczenként $\frac{5}{21}\rho i^2$, s az egy lámpában az elágazott $\frac{i}{n}$ áramból keletkező hőmennyiség $\frac{5}{21} r \frac{i^2}{n^2}$, s az összes n lámpában $\frac{5}{21} r \frac{i^2}{n}$.

Ennélfogva nyereségesebb az olyan kapcsolat, melyben az összes ellenállás főleg a lámpákból származik.

Mindazonáltal mindig szem előtt tartandó, hogy bizonyos mennyiségű sugárzó energiától származó világító képesség annál nagyobb, mentül magasabb a kisugárzás hőmérséklete, mit akként érhetünk el, hogy az összes ellenállást, a mennyire csak lehet, leszállítjuk, az elektromindító erőt pedig fokozzuk; de megjegyzendő, hogy bizonyos határ nem léphető túl a nélkül, hogy a szénfonál molekulai szerkezete meg ne változnék és a szén az üveggömböt, falaira lerakódván, el ne sötétítené. A leggazdaságosabb fogyasztás feltételei akként állapíttatnak meg, hogy az energia költségeit a lámpa költségeivel szembeállítjuk.

Egy 16 gyertyás lámpa rendes izzásához mintegy $^1/_2$ *ampère*nyi áram szükséges, a mi 100 *volt* potencziálkülönbség esetén körülbelül 50 *watt* fogyasztásával jár; e szerint az izzó lámpa gyertyánként 3 *watt*-nál valamivel többet fogyaszt s átlagosan 700 órán keresztül használható. Az izzó lámpa a benne elfogyasztott energiának mintegy 0,05-részét sugározza ki világosság alakjában, holott a közönséges gyertya alig 0,003-részt; ez adatok akként határoztattak meg, hogy előbb átlátszatlan s azután átlátszó kaloriméterben mérték a hőfejlesztést: az első esetben az összes sugárzás méretett, a másodikban pedig csak az, mely a szemre nem hat. A következő táblázat fogalmat ad az ez idő szerint használatban elterjedt

izzó lámpák egyes tipusairól; megjegyezzük, hogy az *ohm*okban kifejezett ellenállások az izzó szénfonálra vonatkoznak, s hogy a hideg fonál ellenállása körülbelül kétszer akkora (591).

Gyertya	Potencziál-különbség *volt*	Áram-erősség *ampère*	Ellenállás *ohm*	Energia-fogyasztás *watt*	Gyertyánkénti fogyasztás *watt*
4	25	0,70	28,6	14	3,5
8	15	1,03	14,5	15,5	2,6
8	50	0,5	100	25	3,1
10	100	0,33	303	33	3,3
16	50	1,00	50	50	3,1
16	65	0,77	84,5	50	3,1
16	100	0,5	200	50	3,1
25	100	0,78	128	78	3,1
32	50	1,98	25,3	99	3,1
32	100	0,99	101	99	3,1
50	100	1,45	68,9	145	2,9
100	100	2,8	35,7	280	2,8

623. A világításnak eddigelé tekintett rendszerében a szilárd vezetők izzása van alkalmazva. Meg kell ezt különböztetni a szorosabb értelemben vett **elektromos fénytől**, mely szemközt álló s egy áramgerjesztőnek sarkaival közlekedő két széncsúcs között képződő ívből rendkívüli fényességgel árad szét.

Ez a fény nem tévesztendő össze az elektromos szikrával (385), mert egészen más körülmények között keletkezik, mint minők között például a HOLTZ-gépnek sarkai közötti szikraáram (363) létesül. Ez a fény ugyanis mintegy harminczszorta ragyogóbb a DRUMMOND-fénynél (214), ha mintegy ötven BUNSEN-elemmel állítjuk elő, melyeknek elektromindító ereje pedig nem elegendő a legkisebb szikra előidézésére sem, ha az áramvezetők két végét mikrométer-csavarral egymáshoz egészen közel hozzuk; holott szép szikrát kapunk, ha az áramkört valamely pontban hirtelen megszakítjuk, s az ilyen megszakításbeli szikrához már 6 vagy még kevesebb BUNSEN-elemből álló telep is elegendő. A tünemény érthetővé válik, ha meggondoljuk, hogy a megszakítás pillanatában a vezető keresztmetszete hir-

telenül megkisebbedik, és ennélfogva (616) ebben a pontban a vezető izzásba jön, sőt izzó részecskéit szanaszét szórva, el is párolog.

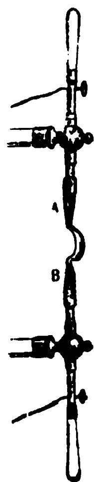
Ezt a minden irányban való szikraszórást s ezzel együtt a közönséges elektromos szikrától különböző voltát szembeötlővé tehetjük, ha valamely telep áramvezetőjét végig húzzuk egy reszelőn, mely a másik áramvezetővel már össze van kötve.

Ha valamely telep áramkörét egy higany-vályucskával zárjuk s ezután az áramvezetők egyikét a higanyból kihúzzuk, szép és csattanós szikrát figyelhetünk meg, mely a higanytól származik, mely elpárolog, izzásba jön és a levegőben elég. Ha azon áramvezető, melynek vége a higanyba merül, fémdrótból való spirális, mely függélyesen van felfüggesztve, az ilyetén megszakításbeli szikráknak automatikus sorozatát nyerjük, mert a tekervények, a közben, hogy az áram kering bennük, vonzzák egymást (522), tehát egymáshoz közeledve a vezető alsó végét a higanyból kiemelik. Ekkor az áram megszakad, a szikra létrejön, a tekervények megszünnek egymást vonzani, engednek a nehézségnek és az áram ismét zárul.

624. A 804. ábrában előtüntetett készülékkel, mint előadásbeli kisérlet mutatható meg, miként buzog a fény két széncsúcs, *A* és *B* között. A csúcsokat először is érintkezésbe helyezzük, s ezután széthúzzuk, s ekkor létrejön a **Davy-féle ív**, mely szénrészecskékből álló hídnak tekinthető, a melyen át az áram rendkívül nagy ellenállásra talál, s így igen magas mérsékletre hevíti. De a két csúcs is fehér izzásig hevül fel, és épen a csúcsok árasztanak nagyobb mennyiségű fényt azon nagyobb sugárzó képességnél fogva, melylyel a szilárd testek a légneműekhez képest fel vannak ruházva. A pozitiv sarkkal közlekedő csúcs erősebb izzásnak indul, mert az ív kialvása után hosszabb időn át vörös izzásban marad.

Az ív kialszik, midőn a két szén közötti távolság meghalad bizonyos határt, mely az elektromindító erővel együtt növek-

szik. Ha ez mintegy 30 *volt*nál nem nagyobb, az ív nem is jön létre, mert ki van mutatva, hogy a közben, hogy a szén molekulai szerkezetét változtatja, a csúcsok között mintegy 39 *volt*-nyi ellenkező elektromindító erő gerjed, mely hasonló a sarkítás elektromindító erejéhez (**654**). Azért is, hogy a fényív fenmaradhasson, a két széncsúcs között ezen elektromindító erővel egyenlő potencziálkülönbséget kell állandóan fentartani, hozzáadván még az áramintenzitásnak az ív ellenállásával való szorzatát, mely ellenállás a széncsúcsok közével (az ív hoszszával) növekedik.



804. ábra.
Davy-féle ív.

Hogy az ívet, ha kialudt, ismét meggyujtsuk, létre kell hozni az érintkezést; de a két csúcsot nem kell okvetetlenül érintkezésbe tenni, mert ha elég közel vannak egymáshoz, elegendő, ha közöttük szikrát ugratunk át az elektromozó géppel: ekkor a szénről leszakított részecskék hidat alkotnak, melyen át a telep árama megindul.

A szeneket úgy készítik, hogy igen finom porrá zúzott kokszot korommal jól összekeververvén, mézga és czukorszörppel sűrű péppé gyúrják össze; a pépet azután hengeren keresztül sajtolják, úgy mint a makarónit, pálczákra vágják és magas hőmérsékleten megkeményítik.

Mind a két szénpálcza elfogy, ha a levegőben ég; és ha egyenlő vastagok, a pozitiv pálcza fogyása mintegy kétszerese a másikénak s ez okból az elsőt vastagabbnak szokták választani.

A világító képesség annál nagyobb, mennél vékonyabbak a szenek; de hogy túlságosan gyors elégésök megakadályoztassék, az áramerősség arányában vastagabb hengereket szokás választani; így pl. a 4—25 *ampèr*-nyi áramokhoz 8—18 mm átmérőjű pozitiv szenet szokás venni. Középszerű ívekhez igen alkalmasak a 8—10 mm átmérőjü szenek; 8 *ampèr*-nyi áram 42 *volt*

potencziálkülönbséggel, 5 mm hosszaságú ívben óránként 4—5 cm-nyit fogyaszt a szénből.

A kilövelt fény intenzitása az iránynyal változó; legnagyobb mintegy 45°-nyira a szenek tengelyétől. A világitó energia az összes kisugárzott energiának mintegy $^1/_{10}$-része; azért is az ívlámpák kedvezőbb munkasikert adnak, mint az izzó lámpák.

Légüres térben az elektromos ivet az anyagnak kettős átvitele kiséri, mely azonban bőségesebb az áram irányában, mint az ellenkező irányban.

625. Az ív képe közvetetlenül nem vizsgálható meg, mert nagy fénye elvakítja a szemet; mindazonáltal legapróbb részletei is megfigyelhetők, ha valódi képét, melyet a 805. ábra tüntet elő, lencsével fehér ernyőre vetítjük.

A fényes ívet violaszínű fényöv (aureola) veszi körül. A pozitiv széncsúcs kráterszerüvé válik s a kráter fényessége mindig ugyanaz, bármilyen is legyen az áram intenzitása; ez a fényesség a szén párolgásának felel meg, mely VIOLLE szerint 3500° körül történik. A negativ szén csúcsán dudorodás támad, és pedig az áramtól tova szállított anyagból; a golyócskák ásványos salak cseppecskéiből származnak, melyek a közönséges elégésnél hamut adnának.

Az elektromos fény azon magas hőmérsékletnél fogva, melyben csaknem minden test megolvad és elpárolog, nagyon gazdag törékenyebb sugarakban, és ennélfogva nagyon alkalmas a fluoreszkálás és a chemiai hatások gerjesztésére.

Mindaddig, mig csakis a szilárd szén fényét vizsgáljuk, a szinkép folytonos (**214**); de a fényív szinképe a szén légnemű vegyületeinek fényes vonalaival van megszakítva (**243**), valamint mindazon anyagok vonalaitól, melyek esetleg vele keverődve vannak; jelenleg olyan szénpálczákat is készítenek, melyek a stronczium, bárium, kalczium stb. különböző sóival

vannak készítve, s ezek azután igen alkalmasak a különböző emisszió s színképek vetítésére.

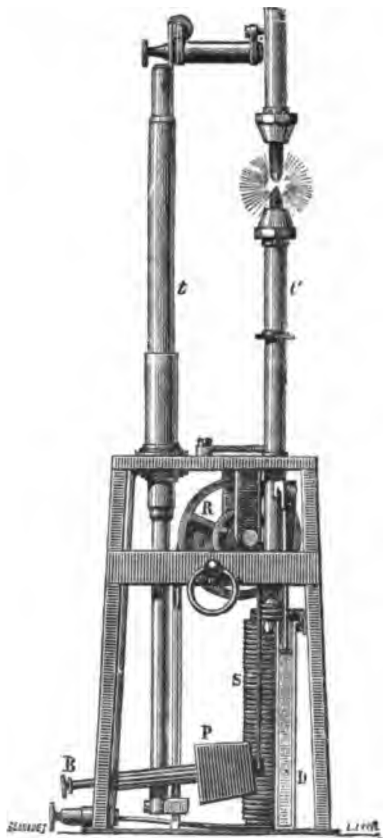


805. ábra. Elektromos ivfény.

626. Ha a két szén nagyon közel van egymáshoz, potencziálkülönbségök csökken, a fény nem állandó, a negativ csúcs szokatlanul ragyog és sajátszerű búgás hallható. A közt a rendes hosszára igazítván, a lámpa működése szabályszerűvé válik.

Az **elektromos fényszabályozóknak** az a rendeltetésök, hogy a szeneket fogyásukkal arányosan egymáshoz közelítsék, hogy így a fényforrás állandó maradjon; mindennek önműködőleg kell történnie. Nagyon sokféle a szerkezetök; mondhatni, hogy mindennap ujakat ajánlanak. Nekünk elég, ha nagyjából felemlítünk egykettőt.

FOUCAULT, SERRIN stb. szabályozóiban maga a fénygerjesztő áram egy elektromágnes orsójában kering; e mágnes horgonya egy megakasztó pálczát kormányoz, mely egy óramű szélfogói között ellenhatásúlag van elhelyezve. Midőn a pálczák fogyásával a közöttük levő távolság növekszik, ezzel együtt az áramkör ellenállása is nő, az áram tehát gyengül, s az elektromágnes nem győzheti le többé az ellenhatású erőt, mely a gépezet mozgását szabaddá teszi. Ekkor a szénpálczák egymáshoz közelíttetnek, s a pozitiv kétszerte gyorsabban halad a negativnál (**624**), mindaddig, míg az áram visszanyeri azt a mágnesező erőt, mely megkivántatik, hogy a pálczák ismét a kellő távolságban tartva maradjanak.



806. ábra. Jaspar szabályozója.

Más szabályozókban, mint JASPAR-ében, melyet a 806. ábra tüntet elő, a széntartókat két zsinór kormányozza; ezek ellen-

kezőleg vannak egymással kapcsolatos két kerék körül vezetve, melyek közül az egyik kétszer akkora átmérőjű a másiknál. Van benne továbbá egy súly, a *t* széntartó-pálcza súlya, mely a pálczákat egymáshoz való közeledésre készteti; de ennek bizonyos pontig ellenáll az *S* tekercsnek mágnesi vonzása, mely az alsó *t* széntartó meghosszabbítására erősitett lágyvas-magra hat. Midőn a távolság növekszik, a mágnesező erő gyengül és a *t* pálcza súlya legyőzi, hogy a felső pálczát leereszsze, az alsót pedig felemelje.

Jaspar szabályozójának járását más alkotórészek hozzákapcsolása teszi tökéletessé; ilyen például egy dugó, mely higanyon úszik s a szenek zökkenéseit enyhíti; a *P* ellensúly, melynek emeltyűkarja a rendelkezésre álló, az ív normális hosszát meghatározó áramhoz képest változtatható, stb.

627. Nyilvánvaló, hogy egy elektromos áramkörbe eme szabályozók közül, melyek az áram intenzitás-változásainak engedelmeskednek, csak egyet lehet beiktatni.

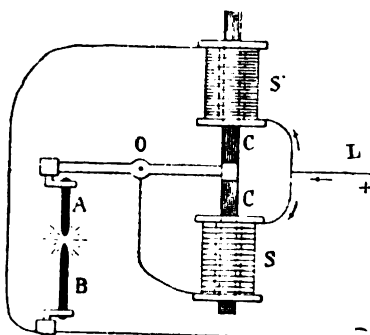
Hogy egyazon áramgerjesztőnek áramát több lámpára oszszuk szét, olyan berendezést kell használnunk, hogy a szenek ne az áram intenzitás-változásainak, hanem a fényiv ellenállás-változásainak engedelmeskedjenek, mi úgy történik, hogy az elektromágnes tekercsébe a szeneken átmenő főáramnak egy gyenge elágazását vezetjük.

A két elágazó áramnak intenzitása fordított viszonyban van az ágak ellenállásával (**579**); ennélfogva a tekercs mágnesező ereje növekszik, a midőn az ív megnyulik, és legyőzi a horgony ellenhatású erejét, hogy a szenek közeledését lehetővé tegye. A készülék járását tehát nem zavarják a főáram intenzitásának változásai, melyek különben is csekélyek és rövid tartamúak.

A Siemens-czég differencziális lámpája egyike azoknak, melyek erre az elvre alapítva eddigelé a legjobban beváltak.

A 807. ábrából fogalmat meríthetünk róla. A főáram

L-be érkezik és két ágra oszlik; egyik része az *S* orsón és az *A* és *B* szeneken, másik része pedig az *S* orsón megy át; a két ág azután ismét összekerül. Az alsó *S* orsó vastag és rövid dróttal van körültekerve, a felső *S'* orsó pedig vékony dróttal, s ennélfogva ez utóbbin sokkal gyengébb áram megy át. Az orsók belsejében foglal helyet a lágyvas-henger, mely az *O* körül forgó és a felső *C* szenet tartó emeltyűhöz könyöklik. Az *S* orsó mágnesi hatása tehát a *C* szenet lejebb ereszteni, az *S* orsóé pedig feljebb emelni igyekszik, s ennélfogva bizonyos helyzet-



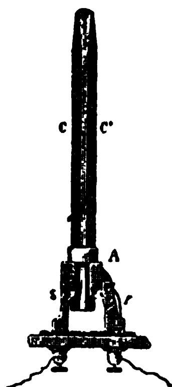
807. ábra. Siemens-féle differencziális lámpa.

ben fogják tartani, mely csakis hatásuknak viszonyától függ, mely közelítőleg meegyezik a két elágazás ellenállásának viszonyával. A fogyással lépést tart a távolság és a szenek közötti ellenállás: az *S* áram gyengül, az *S* áram pedig erősebbé válik, a lágyvasmag tehát felemelkedik s a felső szén ez alsóhoz közeledik.

Hogy hosszú szén is legyen alkalmazható, a lámpát némileg módosítani kellett. A felső széntartó nincs változatlanul hozzáerősítve az emeltyű végéhez, hanem csak egy kicsiny kerék és fogas rúd közvetítésével tartja, úgy, hogy saját súlya miatt szabadon leereszkedhetik, midőn a vég alább száll. Nem terjeszkedhetünk ki tüzetes leírására azon elmés részle-

teknek, melyek lehetővé teszik, hogy a gépezetek eme lámpáknak egytől húszig terjedő áramkörében igen állandó fényt létesítve kitünően működjenek.

628. Nem hagyhatjuk említés nélkül a **Jablocskov-féle gyertyákat** (808. ábra), ámbátor pislogóbb és változó színű fényt adnak; már csak azért sem, mert ezek voltak az első készülékek, melyek az utczák és terek elektromos világításának v r-ható czélszerűségét sejtetni engedték. A *C* és *C'* két szénpálcza egymással párhuzamos és kaolin vagy gipszréteggel van egymástól elkülönítve. Az ív a gyertya csúcsán akként jön létre, hogy az áram elolvaszt egy vékonyka vasdrótot, mely összekapcsolja a széncsúcsokat, melyek izzásba jönnek és elégnek, miközben a közbetett réteg elolvad. Hogy a szénpálczák fogyása egyenletes legyen, váltakozó irányú áramokat kell rajtuk átvezetni, melyeket valamilyen dinamo-elektromos gép szolgáltat; minthogy ezek árama időszakos, az ív ugyanilyen időszakokban kialszik; ámde az idő oly rövid, hogy a széngőz elég meleg arra, hogy a rákövetkező áramot átvezesse s az ív ujra helyreáll.



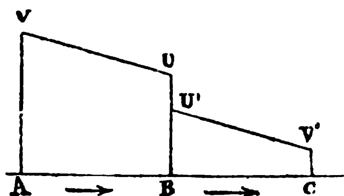
808. ábra. Jablocskov-féle gyertya.

629. Az elektromos világításnak sok el nem tagadható jó oldala van, melyek már most is, midőn a legjobb áramgerjesztők, vezetők és lámpák rendszerének tanulmányozása még csak kezdetét vette, már is biztosítják a gázvilágítással szemben való, nagyobb értékét. Ez a fény elég bőséges a világító tornyok és az optikai telegrafia czéljaira; összetételénél fogva leginkább megközelíti a napfényt, s ennélfogva a legalkalmasabb a szövetraktárakban s mindazon ipartelepekben, melyekben a gyártmányok szinének helyes megítélése fontos: festő műhelyekben, szövőgyárakban, festékgyárakban, czukorfinomítókban, stb. Ezek a lámpák nem fertőztetik meg a levegőt az égés termékeivel,

és egyenlő világosság mellett a környezetbe csak mintegy huszadrészét viszik át a világító gáz fejlesztette hőnek, s ez oknál fogva kiválóan fontosak a színházakra, iskolákra, műhelyekre s általában minden zárt helyiség megvilágításánál.

Habár nincs is teljesen kizárva a tűzveszély lehetősége, bizonyára kevésbbé kell tőle tartani. Igaz ugyan, hogy az elektromos fény már megkövetelt néhány áldozatot, a mennyiben az áram néhány embert, ki egyidejűleg érintette a két áramvezetőt, agyonsujtott; de az ilyen balesetek elhárítására szolgáló eszközök egyszerűek, s másrészt a petroleum-világításnak mindig jóval több áldozata lesz.

630. Joule törvényének levezetésében (613) az i erősségű ramnak egészen egyenletes vezetőben való keringését tekintettük, mely vezetőben a potencziál pontról pontra az ellenállással arányosan változik. Lássunk most olyan vezetőt,



809. ábra. A potencziál szökkenése.

melyben a potencziál egyet szökken, miként a 809. ábrában UU' tünteti elő.

Ha az AB és BC darabok ellenállását r', illetőleg r''-rel jelöljük, Ohm törvénye szerint:

$$ir' = V - U, \quad ir'' = U' - V';$$

innét:

$$i = \frac{(V - V') - (U - U')}{r' + r''},$$

vagy pedig, ha

$$V - V' = \Delta, \quad U - U' = \omega, \quad r' + r'' = r$$

tétetik:

$$i = \frac{\Delta - \omega}{r},$$

honnét:

$$\Delta = ir + \omega.$$

A t időben az A és C pontok között elfogyasztott elektromos energiát nyerjük, ha az eme pontokbeli potencziál-különbséget az egyik pontból a másikba átömlő elektromosság menynyiségével megsokszorozzuk; így tehát:

$$E = \Delta it = (i^2r + i\omega)\, t. \qquad (1)$$

Az első, vagyis az i^2rt rész az AB és BC darabokban JOULE törvényének megfelelőleg hővé alakul át; de a második, az $i\omega t$ rész, B pontban különböző tüneményeket szülhet.

Egyelőre szorítkozzunk arra az esetre, hogy mérsékletváltozáson kívül egyebet nem idéz elő, s ekkor B-ben hőnek vagy fejlődnie, vagy elnyeletnie kell a szerint, a mint ω pozitiv vagy negativ, vagyis a szerint, a mint az áram irányában haladva, az elektromos potencziál sülyed, miként az ábra mutatja, vagy pedig emelkedik.

Az ellentett irányú áramra nézve (1) így alakul:

$$E' = (i^2r - i\omega)\, t. \qquad (2)$$

Összegezés útján megkapjuk a **Joule-féle hatás** révén $2t$ időben fejlesztett hő kifejezését abszolut mértékben:

$$E + E' = 2i^2rt. \qquad (3)$$

Kivonás útján megkapjuk azon hő kifejezését, melynek a B pontbeli potencziál-szökkenés miatt kell fejlődnie:

$$E - E' = 2i\omega t. \qquad (4)$$

631. A valóságban az egyik fémtől a másik fémhez menő áram az érintkezési pontot felhevíti vagy lehűti, a szerint, a mint az egyik vagy a másik irányban megy. Ez a **Peltier-féle tünemény,** melyet RIESS hőmérőjével (**400,** 669. ábra), meg lehet mutatni, melybe a platina-spirális helyébe egy bizmut-

pálczikához forrasztott antimon-pálczika tétetik, ha egy Bunsen-elem áramát vezetjük át rajta. Ha az áram az antimontól a bizmutba megy, az üveggömbben levő levegő felmelegszik s a mutatót előre tolja; de ha a bizmuttól az antimonba megy, megeshetik, hogy a mutató a gömb felé huzódik. A kisérlet második része nem sikerül mindenkor, mert a **Joule-féle hatás**, mely az áram bárminő iránya mellett is hőt fejleszt, azon van, hogy elfedje a **Peltier-féle hatást.**

Azonban kaloriméteres mérések teljesen beigazolták a (3) és (4) képletekben kifejezett elméleti levezetéseket, mert a kaloriméterben talált azon hőmennyiségek összege, melyek az áramnak mind a két irányban való keringésekor fejlődnek, az áram-intenzitás négyzetével, különbsége pedig egyszerűen az intenzitással találtatott arányosnak.

632. A (4) képletből a potencziál esése a két fém érintkezése helyén:

$$\omega = \frac{E-E'}{2it},$$

s legott eszünkbe juthat, hogy ez tán nem egyéb a Voltá-tól feltételezett érintkezésbeli elektromindító erőnél **(439).** Mindazonáltal ω-nak ezzel a módszerrel nyert értékei merőben különböznek az elektrométer szolgáltatta értékektől, sőt némely fémre nézve még ellenkező jelűek is.

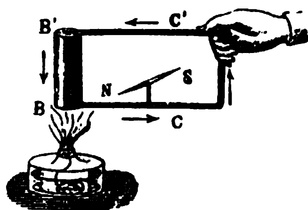
Az eltérés oka valószínűleg azon hatásnak tulajdonítandó, melylyel a környező közeg **(435)** az elektrométeres meghatározásokra van.

633. Volta törvényéből (**437,** (1)) következik, hogy *bárminképen összeállított fémi vezető-körben áram nem keletkezhetik,* mert ebben az érintkezésbeli elektromindító erők algebrai összege zérus.

Ez a törvény csak *ama feltétel mellett áll, hogy az egész körnek egyazon mérséklete van.* Ellenkező esetben az elektro-

mosságnak folytonos **áramlása**, **vagyis az úgynevezett hő-elektromos áram** jön létre.

A tüneményt SEEBECK fedezte föl; megmutathatjuk oly módon, hogy egy *CC'* rézszalagot (810. ábra) egy kicsiny *BB'* bizmut-pálcza végeire forrasztunk, úgy, hogy egy derékszögű négyszöget alkotunk, melynek közepébe mágnestűt helyezünk el, és a forrasztások egyikét hevítjük. A tű kitérése áramot árul el, mely a meleg forrasztás-helyen át a bizmuttól a réz felé tart. Ha ezt a forrasztáshelyet jéggel hűtjük, a tű az ellenkező irányban tér ki.



810. ábra. Hőelektromos áram.

Rézből és antimonból való kapcsolatban az áram ellenkező: a réztől az antimon felé megy a meleg forrasztás-helyen át.

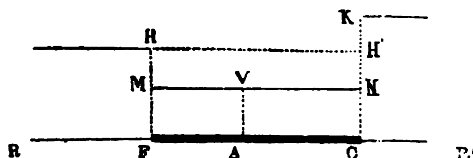
Azt a fémet, mely felé a meleg forrasztás-helytől kiinduló áram irányulva van, a másik fémhez képest *pozitiv hőelektromos*nak mondjuk; így a réz pozitiv a bizmuthoz, de negativ az antimonhoz képest, és a többi fém a következő sorba van szedve, melyben mindegyik tag pozitiv az előtte levőkhöz képest, és negativ az utána következőkhöz képest.

— Bizmut	89-től 97-ig
Kóbalt	22
Argentán (pakfong)	11,75
Higany	0,418
Ólom	0
Ón	0,10
Réz, kereskedésbeli	0,10
Platina	0,9
Arany	1,20
Ezüst, tiszta	3,00
Czink, tiszta	3,7
Réz, galvanoplasztikai	3,8
Vas (zongorahúrok)	17,5
Antimon, kristályos	22,6-től 26,4-ig
Foszfor, vörös	29,7
Szelén	807

Az egyes fémekhez irt számokat az illető fémnek az ólomra vonatkoztatott és 19,5 C°-on való *hőelektromos képességének* nevezhetjük, és mikrovoltokban (**576**) kifejezi az illető fémből és ólomból alkotott párnak elektromindító erejét 1°-nyi mérséklet-különbség mellett, nevezetesen pedig 19 és 20 C° között.

634. Az elektromindító erő, mint mindig (**427**), úgy most is akként értendő meghatározottnak, hogy az áramkört egy pontban, ott a hol a vezeték homogén, elvágjuk, és megmérjük az ekként szétválasztott két végen levő potencziálkülönbséget.

Nagyobb világosság kedveért álljon itt egy grafikai szerkesztés, melyben egy vízszintes mentén számítjuk az áramkör különböző pontjai közötti ellenállásokat, és függélyesek mentén



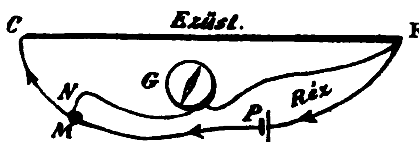
811. ábra. Hőelektromos elem.

az ezekben a pontokban meglevő potencziálokat, miként az **571.** pontban is tettük. Tekintsünk egy réz és ujezüstből való hőelektromos elemet (811. ábra) és tegyük fel, hogy *RR'* pontban meg van szakítva. Az *F* forrasztás legyen 0°-ú, a *C* forrasztás pedig 1°-ú. Az ujezüstbeli potencziál legyen *AV*, az *F* hideg forrasztás-hely oldalán levő réz potencziálja *FH*, a másik oldalon levő rézé pedig *CK*; ekkor az elem elektromindító erejét $CK - FH = H'K$ tünteti elő.

635. Ha az *R* és *R'* pontok érintkeztetésével az áramkört zárjuk, az áram az *ACR'RFA* irányban fog keringeni, vagyis a negativ fémtől (argentán) a pozitiv felé a *C* meleg forrasztáshelyen át. De ez az áram a Peltier-féle hatást (**631**) fogja elő-

idézni, azaz hőt fog elnyelni a meleg forrasztás-helyen, hol potencziálja *N*-től *K*-ig emelkedik, és hőt fog fejleszteni a hidegen, hol *HM*-mel sülyed. A PELTIER-féle hatás tehát azon van, hogy a mérsékleteket kiegyenlítse, és ha az elemmel nem közölnénk folytonosan hőt a hőelektromos áram megszünnék.

636. Fordítva, a PELTIER-féle tüneménytől az áramkörben gerjesztett mérséklet-különbségek azon vannak, hogy az őket létesítő árammal ellenkező irányú hőelektromos áramot létesítsenek. Ezt kimutathatjuk, ha a *P* BUNSEN-elem (812. ábra) áramát átvezetjük a *PC* és *PF* rézdrótok közé foglalt *CF* argentán-dróton, s ezután az *M* higanyvályucskából kivesszük a *PM* áramvezetőt s helyette belemártjuk az *N* galvanométer-drótot. Mivel az argentán negativ a rézhez képest, az elem



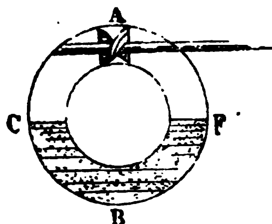
812. ábra. Az ellenkező irányú áram kimutatása.

árama ettől amahhoz átmenve alacsonyabb potencziálra esik és ennélfogva megmelegíti a *C* forrasztás-helyet, míg az ellenkező oknál fogva *F*-et lehűti. Ha tehát a BUNSEN-elem helyett a galvanométert iktatjuk be, ez hőelektromos áramot fog elárulni, mely *F*-től *C*-n át *MNG* felé megy, és ennélfogva a BUNSEN áramával ellenkező irányú.

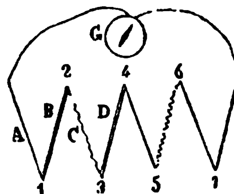
637. Lássunk egy analógiát eme tünemények és a víznek zárt vezetékben (813. ábra) való párolgása között, mely vezeték alsó részében egészen nedves homok, felső részében pedig levegő van. A homok és levegő megfelel a két fémnek, például bizmut és antimonnak, a *C* és *F* felület pedig a két forrasztásnak. Míg a mérséklet az egész vezetőben mindenütt egyenlő, a víznek nincs áramlása; de midőn *C* melegebb *F*-nél, a víz el-

párolog C-ben és a gőz lecsapódik F-ben, és a keringés mindaddig tart, mig a mérséklet-különbséget fentartjuk, és pedig akként, hogy C-be a párolgási hőt (I, **514**) odavezetjük, F-től pedig elvonjuk.

Fordítva, ha kezdetben minden egyazon mérsékleten van és ha a víz keringését mechanikai úton, például valamely A-ban működő szellőztető révén idézzük elő, a víz a leszállított nyomás miatt elpárolog C-ben és meleget von el; ugyanekkor a mérséklet emelkedik F-ben, mert a gőz itt lecsapódik. A folyamat mindenben hasonló a Peltier tüneményéhez.



813. ábra. A víz párolgása zárt vezetékben.



814. ábra. Hőelektromos oszlop.

638. Vegyünk a végén egymáshoz forrasztott több, A, B, C . . . (814. ábra) fémdarabból álló lánczolatot, mely a G galvanométer rézdrótjával van zárva. Tegyük fel, hogy emez áramkörnek ellenállása akkora, hogy ennek változásait, midőn az áramkört melegítjük, elhanyagolhatjuk, úgy, hogy az áramnak a galvanométertől előtüntetett intenzitása közelítőleg arányos legyen (**604**) az áramkörben gerjesztett elektromindító erők eredőjével.

Midőn minden egyazon mérsékleten van, a galvanométer zéruson marad (**633**). De nem fog kitérni akkor sem, ha bármennyire is hevítjük az áramkör valamely homogén darabját, feltéve, hogy (például olvadó jégbe való bemártással) egyazon mérsékleten tartjuk mindazon 1, 2, 3, . . . pontokat, melyekben olyan két darab ér össze, melynek molekulai szerkezetében valamiféle különbség van, származzék ez akár a chemiai alkotás-

tól, akár a keménységtől, akár a kristály-szerkezettől, nyujtástól, torziótól, stb.

Ebből tehát azt következtetjük, hogy ha a melegités gerjeszt is potencziálkülönbségeket valamely homogén vezető különböző pontjaiban, eme különbségek olyanok, hogy a hevitett pont egyik és másik oldalán kiegyenlítik egymást, úgy, hogy *az elektromindító erő zérus, bárminő légyen is a homogén vezető alakja és a törvény, mely szerint benne a mérséklet pontonként változik.*

639. Emeljük most 100°-ra a forrasztások valamelyikét, például 1-et, a többit pedig tartsuk zéruson, és jegyezzük meg a galvanométer kitérését. Ezután melegítsük ezt a többit mind 100°-ra, és hűtsük 1-et 0°-ra: a galvanométernek az előbbenivel megegyező nagyságú, de ellenkező irányú kitérése fog lenni.

Ebből következtethetjük, hogy *ha két fém más fémeknek bárminő lánczolatával van egymástól elkülönítve, egyazon mérsékleten tartva őket, az elektromindító erő ugyanakkora, mint volna az esetben, ha a két fém egymással közvetetlenül érintkeznék.*

Innét kitünik, hogy a fémek egyesítésére szolgáló forraszték minősége egészen közönbös dolog.

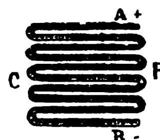
640. Hevítsük 100°-ra az A és B fémek forrasztás-helyét, 1-et, a többit tartsuk 100°-on és jegyezzük meg az áram intenzitását. Ezután hevítsük 100°ra B és C-nek 2 forrasztás helyét, és a többit zéruson tartva, figyeljük meg újra az áram intenzitását. És így tovább. Emez intenzitások arányosak **(639)** azokkal az elektromindító erőkkel, melyek ugyanannyi külön-külön áramkörben gerjesztetnének, ha ezek az áramkörök csakis az illető két fémből állanának, és ezeknek két forrasztás-helye 0° és 100°-on tartatnék.

Végre ha lánczunknak egynéhány forrasztás-helyét egyidejüleg 100°-ra hevítjük és a többit 0°-on tartjuk, megállapithatjuk, hogy *az áramkörben ható eredő elektromindító erő*

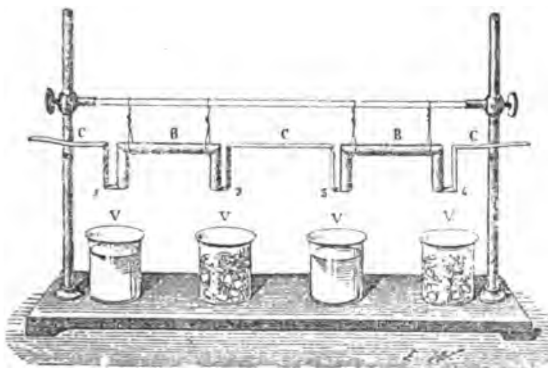
egyenlő az egyes forrasztás-helyeken ható elektromótoros erők algebrai összegével.

641. Most már legott megérthetjük, hogy Nobili-nak sikerült összeállítania egy **hőelektromos oszlop**ot, váltakozva összeforrasztván két különböző fémből való pálczikákat, melyek akként voltak elrendezve, hogy valamennyi páratlan forrasztáshely más mérsékletet vegyen fel, mint a páros forrasztás-helyek, miként a 815. ábra mutatja.

Az oszlop elektromindító ereje arányos a párok számával, melyekből össze van állítva, és adott mérséklet-különbség mellet annál nagyobb, mentül távolabb áll egymástól a két fém a **633.** pontbeli hőelektromos sorban. Ez oknál fogva a sugárzó energia tanulm nyozására szolgáló oszlopok (2) bizmut és antimonból vannak, és valamennyi p ros forrasztás-hely egy parallelepipéd egyik lapja mentén, valamennyi páratlan pedig a másik lapja mentén van elhelyezve.



815. ábra. Hőelektromos oszlop.



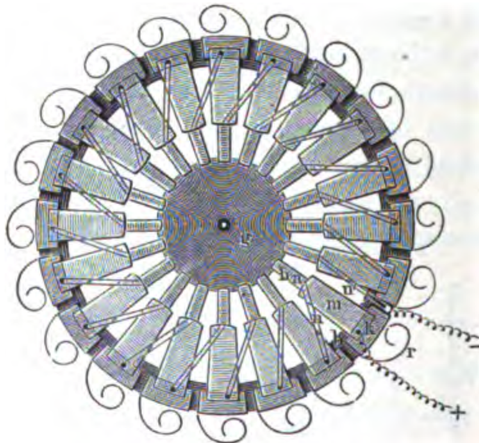
816. ábra. Hőelektromos oszlop.

A különnemű pálczikáknak csak végeiken szabad egymást érinteniök, s kivánatos, hogy a forrasztások csekély terjedelmüek legyenek.

Azok az oszlopok, melyek, miként a 816. ábrabeli, használatközben folyadékokban meríttetnek, rendszerint összeforrasztott vas- és ujezüst drótokból állanak.

A hőelektromos oszlopok belső ellenállása igen csekély, s ennélfogva, ha csekély mérséklet-különbségeket akarunk kimutatni, czélszerü olyan galvanométert használni, melynek drótja vastag és rövid **(605)** és a tűt közelről futja körül.

Több kiserlet tétetett nagy elektromindító erejű oszlopok szerkesztésére is, melyek gyakorlati czélokra is alkalmasak volnának. A többi között felemlítjük a **Noë-féle oszlopot**, melyet vízszintes vetületben a 817. ábra tüntet elő.



817. ábra. A Noë-féle oszlop.

A pozitiv fémül szereplő antimon és czink-ötvényből való 20 pálczika *(m)* sugarasan van elrendezve, s ugyananyi ujezüst-dróthoz *(n)* van forrasztva, melyek negativ fémként szerepelnek. Az első pálczikához *k*-ban a pozitiv áramvezető, az utolsó dróthoz, *n'*-hez, a negativ áramvezető van kapcsolva. A belső forrasztáshelyek az *I* réznyelek révén vezetés által hevíttetnek; e nyelek beléjük vannak olvasztva, a középpont körül pedig két csillámlemez *(g)* közé vannak szorítva, melyek alatt egy gázláng ég. A külső forrasztás-helyek

hidegek maradnak, mert ugyanannyi kormozott és spirálisban összegyöngyölt rézlemez *(br)* van hozzájuk forrasztva, és e emezek nagy felületök, nagy sugárzó tehetségök és a belsejökben keringő légáramnál fogva melegöket a környezetnek adják át.

Egy ilyen 20 elemből álló oszlop elektromindító ereje mintegy 2 volt s ellenállása 1 ohm, és ennélfogva három lánczolatosan kapcsolt oszloppal az elektromos áramnak minden mágnesi, chemiai és hőhatása megmutatható.

A **Clamond-oszlop** a lánczok egy sorozata, mely lánczok egy czink-antimon s egy nikkel-réz-czink ötvényből vannak összeállitva s öntöttvas henger körül vannak elrendezve; e hengerben egy koksz-tűzhely ég. 3000 elemből álló oszlopnak mintegy 100 volt elektromindító ereje és 15 ohm ellenállása van. Ezeket az oszlopokat itt-ott a galvanoplasztikában alkalmazták, és az elektromos fényívet (**624**) is előállították velök. De azok a nagy remények, melyeket az elektromos áramnak velök való olcsó előállítása iránt ébresztettek, nem nagyon alaposaknak mutatkoznak, mert ezek az oszlopok gyorsan elpusztulnak.

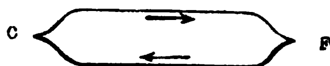
Nem hagyhatjuk említés nélkül a hőelektromosságnak a sebészetben való alkalmazását a sebekben levő lövedékek felkeresésére. A kutató-pálcza két párhuzamos fémtűből áll, melyek egymástól el annak szigetelve, s kapcsolatban vannak egy **hőelektromos csiptető**vel (vas-, réz elemmel) és egy galvanométerrel. Míg az áramkört a tűk között a szerves szövetek megszakítják, a galvanométer az igen gyenge elektromindítóerőhöz képest igen nagy ellenállás miatt nem tér ki; de azonnal kitér, a mint a tűhegyek az ólomgolyót érintik.

642. Immár meg kell állapitanunk a törvényt, mely szerint a hőelektromos oszlopok elektromindító ereje a mérséklettől függ. Ha a *V* edényekbe (816. ábra) hőmérőket és kavarókat teszünk, és az áramot galvanométerbe vezetjük, ez az egyszerű eljárás arra a következtetésre vezet, hogy *bizonyos*

határok között az elektromindító erő közelítőleg arányos a forrasztás-helyek mérséklet-különbségével.

Ily módon végre be van igazolva **(2)**, hogy a tükrös galvanométer kitérései arányosaknak vehetők a hőelektromos oszlop két fején uralkodó mérsékletek különbségével, s hogy emez oszlop az ő különböző formáiban a legkitünőbb hőmérőként használható.

Az arányosságnak imént kifejezett törvénye a thermodinamika második törvényének (I, **538**) következményeként tünik elő, ha két fém áramkörét megfordítható gépnek (I, **537**) tekintjük. A *C* meleg forrasztás-hely (818. ábra) a hőforrástól melegséget nyer: eme melegnek egyik része az *F* hideg forrasztás-



818. ábra. Két fém áramköre mint megfordítható gép.

helyen át a hűtőbe ömlik, és a felvett és az átvitt hő közötti különbség alkotja az áram energiáját, mely, miként látni fogjuk, mechanikai vagy chemiai munkát végezhetne; azonban a puszta áramkörben, melyet most szem előtt tartunk, nem végez egyebet, mint hogy legyőzi az ellenállást és Joule törvénye **(612)** szerint hővé alakul át.

Ha az áram intenzitása i, és ε és ε' a C és F-ben működő elektromindító erők: a C-ben az időegység tartamában elnyelt, vagyis a hőforrástól nyert hő mennyisége $i\varepsilon$ **(630)**, az F-ben fejlesztett és a hűtőnek átadott hő pedig $i\varepsilon'$ fog lenni; és ha r az egész áramkör ellenállása, a Joule törvénye szerint az időegységben fejlesztett hő i^2r. Ennélfogva az

$$i^2r = i\varepsilon - i\varepsilon' \quad \text{vagy} \quad ir = \varepsilon - \varepsilon'$$

kapcsolatnak kell fennállania, mely nem egyéb Ohm törvényénél **(573)**.

Másrészt a megfordítható gépekben a hőforrástól elvont hő úgy viszonylik a hűtőnek átadott hőhöz, miként a megfelelő ab-

szolut mérsékletek (I, **539**). Ha tehát eme mérsékleteket s és t-vel jelöljük, úgy:

$$i\varepsilon : i\varepsilon' = s : t$$

és innét

$$\frac{\varepsilon}{s} = \frac{\varepsilon'}{t} = \frac{\varepsilon - \varepsilon'}{s - t} = \text{állandó.}$$

Az $\varepsilon - \varepsilon'$ eredő elektromindító erőnek tehát a mérsékletkülönbséggel arányosnak kell lennie.

643. Mindazonáltal ez az elméleti levezetés csak megközelítőleg és csak bizonyos határok között felel meg a tényeknek. Zárjuk ugyanis egy galvanométer rézdrótját egy vasdróttal, az egyik kapcsolást tartsuk állandó mérsékleten, a másiknak mérsékletét pedig emeljük egy lánggal fokozatosan feljebb-feljebb. Ha az arányosság mindvégig fennállana, a galvanométer kitérésének határtalanul kellene növekednie; már pedig azt fogjuk látni, hogy a vörös izzást megelőzőleg bizonyos maximumot ér el, ezután folyton fogyatkozik egészen le zérusig, végre ellenkezővé válik, jeléül annak, hogy az áram ellenkező irányúvá vált.

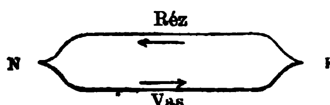
A mérséklet, melynél ez az **áramfordulat** beáll, függ a hideg forrasztás-hely mérsékletétől, úgy, hogy az egyik forrasztáshelyen meglevő minden t mérsékletnek megfelel a másik forrasztás-helyen egy s mérséklet, melynél áramkeringés nincs; és ez arról tanuskodik, hogy ekkor a két helyen uralkodó elektromindító erők egyenlők és ellenkezők. A vas-réz elemben ez az egyensúly 0° és 550° C, általában pedig a $t + s = 550°$ mérsékletekre nézve következik be.

Ha a két mérséklet összege kisebb, az az áram a réztől a vas felé megy a meleg forrasztás-helyen át; ha nagyobb, az ellenkező irányban megy. Bizonyára kisebb akkor, midőn mind a két mérséklet $550 : 2 = 275°$-on alul van, és ekkor a vas pozitiv a rézhez képest. Ha mind a kettő 275°-on felül van, a réz a vashoz képest pozitivvá válik.

A 275 foknyi *semleges mérséklet*en a két fém úgy viseli

magát, mintha egyazon fémnek két homogén darabja volna. Hasonlóképen viselné magát (**645**, (2)) a vas és a nyujtott platina 360° körül, a réz és a nyujtott platina 75° körül, stb.

644. Ezt előrebocsátva egy vas-réz áramkörben (819. ábra), melyben az N kapcsolás a semleges mérsékleten van, F pedig hidegebb, az áram a nyilak irányában, vagyis az ebben az esetben pozitiv vastól a rézhez áramlik a hideg forrasztás-helyen át. De ily körülmények között, a réz negativ lévén a vashoz képest, az F-en átmenő áram alacsonyabb potencziálra száll alá,



819. ábra. Vas és réz-áramkör.

és hőt fejleszt. Honnét származik ez a hő és az áram energiája, ha N-ben a két fém semleges? Szükségképen kell, hogy vagy a rézből meríttessék, hol az áram a hidegtől a meleg felé megy, vagy a vasból, hol a melegtől a hideg felé megy, vagy mind a kettőből. Ezt az elméletileg előre megállapitott tételt később kisérleti úton megerősítette az a tény, hogy a vas lehűl, ha benne áram meleg pontoktól hidegek felé megy, ellenben hidegtől meleg felé menő közvetetlen áramtól megmelegszik, és hogy a réz ellenkező hőhatásokat szenved.

Ez a hőfejlesztés, vagy hőelnyelés, mely **Thomson-féle hatásnak** neveztetik, azon feltevésre késztet, hogy a fémekben a mérsékletbeli különbségeket molekulai szerkezetökben levő olyan különbségek kisérik, melyekből potencziálkülönbség származik az egyébként homogén két rész érintkezésekor is. Mindazonáltal homogén-drótban a mérsékletváltozásokból származó elektromindító erő mindenkor zérus marad (**638**), mert az elektromos potencziálnak egészben való esése a maximális hőmérsékletű ponton innen és túl egyenlő.

645. Ha, miként a **635.** pontban két fém ϑ hőmérsékletnél való **hőelektromos képességének** nevezzük azon elektromindító erőt, mely ebből a két fémből alkotott áramkörben kering, midőn forrasztás-helyeik $\vartheta + \frac{1}{2}$ és $\vartheta - \frac{1}{2}$ mérsékleten vannak, úgy a következő táblázat áttekintést nyujt a hőelektromos képességekről, melyek TAIT meghatározásaiból vannak levezetve, és *C. G. S.* egységekben vannak kifejezve; ϑ jelenti az abszolut mérsé letet (I, **539**).

Az ólomra vonatkozó hőelektromos képességek.

(TAIT szerint).

E táblában az alsó határ $\vartheta = 255°$; a felső pedig $\vartheta = 689°$ valamennyi fémre nézve, kivéve a kadmiumot, melyre nézve 531°, a czinket, 646°, és az argentánt, 448°.

1 mikrovolt = 100 *C. G. S.* egység.

$\vartheta = (t + 273)°C.$

Vas	+	3063,51	—	4,87 ϑ
Aczél	+	2034,44	—	3,28 ϑ
Ötvény 95 platina és 5 iridiumból	+	772,15	—	0,55 ϑ
« 90 « « 10 «	+	961,82	—	1,34 ϑ
« 85 « « 15 «	+	880,99	—	0,63 ϑ
« 85 « « 15 «	+	577 minden mérsékletnél		
Izzított platina	+	239,3	—	1,10 ϑ
Platina-nikkel ötvény	+	844,3	—	1,10 ϑ
Nyujtott platina	+	464,75	—	0,75 ϑ
Magnézium	+	503,35	—	0,95 ϑ
Argentán	+	190,76	—	5,12 ϑ
Kadmium	—	905,17	+	4,29 ϑ
Czink	—	421,20	+	2,40 ϑ
Ezüst	—	195,50	+	1,50 ϑ
Arany	+	4,54	+	1,02 ϑ
Réz	—	123,35	+	0,95 ϑ
Ólom		0		
Ón	—	193,15	+	0,55 ϑ
Aluminium	—	183,47	+	0,39 ϑ
Palladium	+	355,07	—	3,59 ϑ

Nikkel 175 C°-ig	—	806,24	— 5,12 ϑ
« 250° és 310 C° között	—	15028,3	+ 24,1 ϑ
« 340°-on felül	+	1090,76	— 5,12 ϑ
(Buchanan szerint):			
Szén	—	120,51	+ 1,87 ϑ

Kiindulva néhány hipotézisből, melyeknek fejtegetésébe nem bocsátkozunk, de a melyeknek következményei már sok kisérleti bizonyító eljárásnak vettettek alá, a megelőző tábla segítségével megfejthető bárminő különös feladat, mely az ott elősorolt fémek hőelektromos magatartására vonatkozik. Hogy határozott esettel legyen dolgunk, fel fogjuk tenni, hogy vas és réz forog szóban; a rájuk vonatkozó fejtegetések minden más fémre alkalmazhatók. Ennélfogva legyen

$\varphi + \psi\vartheta$ a vas hőelektromos képessége,
$\varphi' + \psi'\vartheta$ « réz « «

hol φ és ψ pozitiv vagy negativ számokat fejezhetnek ki.

1. Az első fémnek a másodikra vonatkozó hőelektromos képességét úgy kapjuk, hogy a következö különbséget veszszük:

$$\varphi - \varphi' + (\psi - \psi')\,\vartheta \tag{1}$$

és ha ez pozitivnak adódik ki, az első fém pozitiv **(633)** a másodikhoz képest. Számokban kifejezve a vas-réz hőelektromos képesség:

$$3063{,}51 + 123{,}35 - 5{,}82\vartheta = 3186{,}86 - 5{,}82\vartheta,$$

és a vas pozitiv hőelektromos a rézhez képest mindazon ϑ mérsékletekre nézve, melyekre ez a különbség pozitivnak adódik ki.

2. A semleges mérsékletet megkapjuk, ha az (1) kifejezést zérussal egyenlővé teszszük, mely egyenlőségből:

$$\vartheta = \frac{\varphi - \varphi'}{\psi' - \psi}, \tag{2}$$

e szerint a vas-réz elem semleges mérséklete számokban:

$$\vartheta = \frac{3186{,}86}{5{,}82} = 548° \text{ közelítőleg, vagyis } 275\ C°.$$

3. Azt az ω elektromindító erőt, mely létrehozza a PELTIER-hatást **(632)**, úgy nyerjük, hogy az (1) alatti hőelektromos képességet megsokszorozzuk az abszolut mérséklettel:

$$\omega = [\varphi + \varphi' + (\psi - \psi')\,\vartheta]\,\vartheta, \tag{3}$$

és, miként a **632.** p. egyenletéből kitetszik, ergekben azt a hőt fejezi ki, mely *C. G. S.* egységnyi áramnak a forrasztás-helyen való 1 másodperczig tartó átmenetelekor elnyeletik vagy fejlődik. Hőelnyelésnek akkor van helye, midőn az áram a negativ fémtől a pozitivhoz megy, fejlődésnek az ellenkező esetben.

Ha az áramnak *C. G. S.* egysége, vagyis 10 ampère **(575, b)** az olvadó jég mérsékleténél, vagyis $\vartheta_0 = 273°$-nál megy át egy vas-réz forrasztáson, úgy:

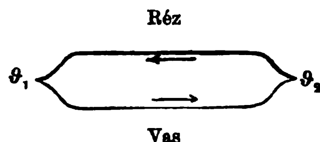
$$(3186{,}86 - 5{,}82 \times 273)\,273 = 436\,254 \textit{ erg per sec}, \tag{3a}$$

mely energia egyenlő (I, **387**)

$$436\,254 : (42 \times 10^6) = 0{,}0104 \textit{ kis kaloriá}\text{val.}$$

Ellenben egy 100 C°-on vagyis $\vartheta_1 = 373°$-on tartott vas-réz forrasztáson való átmenetkor:

$$(3186{,}86 - 5{,}82 \times 373)\,373 = 378\,968 \textit{ erg per sec}. \tag{3b}$$



820. ábra. Hő keletkezése és elnyelése.

Az előbbeni (3*a*) hőmennyiség fejlesztetik, az utóbbi (3*b*) elnyeletik, ha az áram a 820. ábrában levő nyilak irányában kering.

Tehát egészben véve

$$57\,286 \textit{ erg per sec} \tag{3c}$$

hőmennyiség keletkezik.

4. A THOMSON-hatás **(644)** elhanyagolhatónak vétetik az

ólomban,* s ez az oka, hogy a különböző fémek hőelektromos képességét az ólomra vonatkoztatták. Bármely más fémben, melynek végei ϑ_0 és ϑ_1 mérsékletűek, a ϑ_0-tól ϑ_1-ig menő egységnyi áramtól 1 *sec* alatt elnyelt hőt ergekben nyerjük, ha a két vég hőelektromos képességének különbségét a két mérséklet középértékével megsokszorozzuk; lészen tehát:

$$\psi\,(\vartheta_1-\vartheta_0)\,\frac{\vartheta_1+\vartheta_0}{2}=\psi\,\frac{\vartheta_1^2-\vartheta_0^2}{2}. \qquad (4)$$

Ha $\vartheta_0<\vartheta_1$, hőelnyeléssel van dolgunk mindazon fémekben, melyekre nézve, miként a rézre nézve, $\psi>0$, és hőfejlesztéssel, a többiben, miként a vasban. Ha $\vartheta_0>\vartheta_1$, az ellenkező történik.

Egy vas-réz elemben, melynek forrasztás helyei 0° és 100°-on vannak tartva, az áram a 820. ábrában megjelölt irányban kering. A rézben a hidegtől a meleg felé megy, s ennélfogva a (4) kifejezés a Thomson-hatásra nézve pozitiv számot ad, tehát a rézben a következő hőmennyiség nyeletik el:

$$\psi\,\frac{\vartheta_1^2-\vartheta_0^2}{2}=(+\,0{,}95)\,\frac{373^2-273^2}{2}=+\,30\,685\ \textit{erg per sec.} \qquad (4a)$$

A vasban a melegtől a hideg felé megy s ennélfogva a Thomson-hatást erre a fémre nézve is pozitiv szám fejezi ki:

$$\psi\,\frac{\vartheta_0^2-\vartheta_1^2}{2}=(-4{,}87)\,\frac{273^2-373^2}{2}=+\,157\,301\ \textit{erg per sec.}$$

Egy ilyetén elemben tehát a Thomson-hatás egészben véve másodperczenként és *C. G. S.* áramegységenként 187 986 erg hőmennyiséget nyel el. Ha ebből levonjuk a Peltier-hatástól a két forrasztás-helyen gerjesztett hőt, azaz 57 286 erget, látjuk, hogy emez áramegység fentartására egészben

$$130\,700\ \textit{erg per sec} \qquad (4b)$$

hőmennyiségnek kell eltünnie.

* Hogy tényleg megvan, habár igen kis mértékben, ezt kimutatta Haga és később A. Battelli; s ugyanolyan jelű mint a rézben.

5. Általában valamely hőelektromos áramkör elektromindító erejét a másodperczenként keringő áramegységtől származó Thomson- és Peltier-hatások algebrai összege méri, és abban az irányban hat, a melyben áramnak keringenie kellene, hogy egészben véve *hőelnyelés* jöjjön létre.

Két fémből álló áramkörre nézve, melyben a forrasztáshelyek $\vartheta_0 < \vartheta_1$ abszolut mérsékleten vannak, ez az elektromindító erő tehát ekként van kifejezve:

$$\varepsilon = [\varphi - \varphi' + (\psi - \psi')\vartheta_1]\vartheta_1 - [\varphi - \varphi' + (\psi - \psi')\vartheta_0]\vartheta_0 +$$

$$+ \psi' \frac{\vartheta_0^2 - \vartheta_1^2}{2} + \psi \frac{\vartheta_1^2 - \vartheta_0^2}{2}$$

$$= [(\varphi - \varphi')(\vartheta_1 - \vartheta_0) + (\psi - \psi')(\vartheta_1^2 - \vartheta_0^2)]$$

$$- (\psi - \psi') \frac{\vartheta_1^2 - \vartheta_0^2}{2}.$$

vagy

$$\varepsilon = [(\varphi - \varphi') + (\psi - \psi') \frac{\vartheta_1 + \vartheta_0}{2}](\vartheta_1 - \vartheta_0) \qquad (5)$$

és (2) tekintetbe vételével

$$\varepsilon = (\psi' - \psi)[\vartheta - \frac{\vartheta_1 + \vartheta_0}{2}](\vartheta_1 - \vartheta_0).$$

Ebben az utolsó kifejezésben, melyben csak különbségek fordulnak elő, a mérsékletek a százfokú skálán is számíthatók. A vas-réz elemre nézve, melynek forrasztás-helyei 0° és 100°-úak, a semleges mérséklet 275° lévén, az $\varepsilon = 130\,950$ értéket nyerjük, mely összevág a (4*b*) alattival.

L. FEJEZET.

AZ ELEKTROMOS ÁRAM ÉS A CHEMIAI ENERGIA.

646. A fémek még akkor is, midőn cseppfolyósak, mint például a higany és a közönséges mérsékleteken levő amalgámok, továbbá a többi megolvasztott, akár tiszta, akár egymással ötvözött fémek: az elektromos áram vezetése közben az eddigelé tanulmányozott tüneményeket tárják elénk. De midőn másodrendű vezetőben, azaz folyós vagy tésztaszerű vegyületben áll be valamelyes potencziál-különbség: nem csupán az elektromosság ömlik magasabb potencziálú pontokból alacsonyabb potencziálúakra, hanem magával vonszol súlya-mérhető anyagot is; nem csupán hővé alakul át az elektromos energia, hanem az illető testet szétbontva az atómok energiájává is.

A szétbontásnak az árammal létesitett eme tüneményét **elektrolizisnek** nevezzük (**411**), a szétbontott testet pedig *elektrolitnek* mondjuk. A folyadékba mártott azt a vezetőt, mely magasabb potencziálon van, tehát a melyen át az áram a folyadékba lép, *pozitiv elektród* vagy *anódnak*, a másikat, melyen át az áram eltávozik, *negativ elektród* vagy *katódnak* mondjuk.

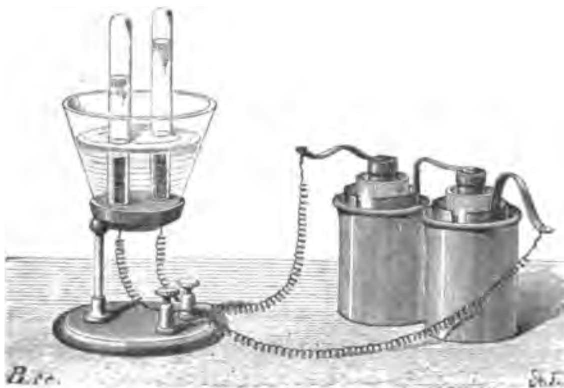
647. A szétbontás termékei (az *ionok*) nem jelentkeznek az áram átjárta egész tömegben, hanem csakis az elektródokkal való érintkezésben. És pedig *elektro-pozitiv elemnek* (vagy *kationnak*) mondjuk az áram irányában menő, tehát a negativ elektródon jelentkező alkotórészt, *elektro-negativ elemnek* (vagy *anionnak*) pedig az árammal ellenkező irányban menőt.

648. Először is vessünk elektrolizis alá kevés kénsavval kevert vizet. E végből egy poharat (821. ábra) használunk, melynek

fenekén két platinalemez megy át; kössük össze az egyik drótot egy BUNSEN-telep szénsarkával, a másik drótot pedig a czinksarkával, úgy, hogy az előbbi legyen a pozitiv elektród, az utóbbi pedig a negativ elektród; és legott gázbuborékok fognak fejlődni, melyeket az előbbi felfogó csövekben gyüjthetünk össze.

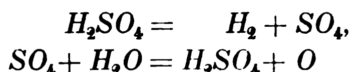
A negativ elektródon fejlődő gázt hidrogénnek fogjuk felismerni és kétszer akkora térfogatúnak fogjuk találni mint a másikon fejlődőt, melyet oxigénnek ismerünk fel.

Mondhatjuk tehát, hogy a víz alkotó részeire bomlik fel, és hogy a hidrogén követi az elektromos áramot, az oxigén pedig az ellenkező irányban megy. Vannak a kik azt mondják, hogy



821. ábra. Vízbontó készülék.

a kénsav hozzákeverésének csakis az a czélja, hogy az elektrolit jobb vezetővé tétessék. Mások ellenben — és talán helyesebben — azt állítják, hogy az igazi elektrolit a higított kénsav: minden felbontott molekula fejében a negativ elektródon egy hidrogénmolekula jelenik meg, a pozitiv elektródon pedig az SO_4 csoport keletkezik, mely a víz jelenlétében egy oxigénatómot felszabadítván, helyreállítja a kénsavmolekulát:



$$H_2SO_4 = H_2 + SO_4,$$
$$SO_4 + H_2O = H_2SO_4 + O$$

Bármiként magyarázzuk is a dolgot, mindenkor fennáll az a tény, hogy az áram átmenetele előtt vizünk volt, az átmenetele után pedig szabad hidrogénünk és oxigénünk van a hiányzó víz fejében, és hogy ennélfogva annyi chemiai helyzeti energiát nyertünk, mint a mennyi egyenértékű azzal a hővel, mely e két gáz egyesülésekor keletkeznék.

649. Kapcsoljunk az áramkörbe egy galvanométert és egy reosztátot is, hogy az ellenállást változtathassuk és az áram erősségét megmérhessük.

Mindjárt a zárás után az áram erős, de folyvást gyengül, mígnem állandó értéket vesz fel. Eme változás magyarázatát későbbre hagyva, gyűjtsük össze az állandó áram bizonyos ideig tartó átmenetelekor fejlődő gázakat, mérjük meg térfogatukat, nyomásukat és mérsékletöket, hogy ezen adatokból kiszámíthassuk tömegöket (I, **453**). Ily módon megállapithatjuk az **elektrolizis első törvényét,** mely szerint a *szétbontott vízmennyiség arányos a rajta átmenő elektromosság mennyiségével.* Ez a törvény igaznak mutatkozott valamennyi többi elektrolitre nézve is, és szigorúnak fogadható el.

E törvényre támaszkodva, az elektrolizis segitségével elektromosság-mennyiségeket mérhetünk, s ezért a 821. ábrabeli készülék, ha felfogó csövei pl. köbczentiméterekre vannak beosztva, **voltaméter** nevet nyert.

650. Ha egyszer s mindenkorra meghatároztuk, hogy 1 coulomb-nyi elektromosság átmenetele 0,000 010 38 g hidrogént fejleszt, vagy mint mondani szoktuk, ha meghatároztuk a hidrogén **elektrochemiai egyenértékét**, könnyű kiszámítani azt az elektromosság-mennyiséget, mely eme gáz adott térfogatának megfelel.

E végből normális viszonyokra (I, **453**) vezetjük vissza ezt a köbczentiméterekben kifejezett térfogatot, ezután megsokszorozzuk a sűrűséggel (I, **211**) és a szorozmányt elosztjuk az elektrochemiai egyenértékkel.

Az olvasó számításbeli gyakorlásul kimutathatja, hogy minden coulomb szabaddá tesz 0,116 cm^3 hidrogént és 0,058 cm^3 oxigént, vagyis 0,174 cm^3 durranógázt, s hogy ennélfogva 336 mg víznek 1 percz alatt való felbontására mintegy 60 ampère erősségü áram kívántatik meg. Az **575.** p. figyelembe vételével meggyőződhetik arról is, hogy a *C. G. S.* rendszerben az elektrochemiai egyenérték tízszer akkora.

651. Míg a galvanométer kitérései az áramoknak valamely pillanatbeli intenzitását szolgáltatják, addig a voltaméter a kisérlet egész tartamában átmenő elektromosság mennyiségének mértékét adja. Ha azonban a voltaméterrel meghatározott coulombok számát elosztjuk az elektrolizis tartamát kifejező másodperczek számával, megkapjuk az áram átlagos erősségét ampèrekben, mely a valódi erősséggel csakis állandó áramok esetében fog összevágni.

652. A víz-voltaméter néhány hiba-forrással van összekapcsolva, melyek az elektródokon megsűrített és a folyadékban feloldott gázaktól és azon körülménytől származnak, hogy a szabaddá vált oxigén mindig ozonozva van és ennélfogva kisebb térfogatot foglal el (**412**). Az első baj igen kicsiny felületű elektródok alkalmazásával, a második pedig oly módon csökkenthető, hogy az elnyelt gázakat szivattyúzással kiszabadítjuk, végre a harmadik hevítéssel, vagy még jobban azzal küszöbölhető ki, hogy a vizet kénsav helyett foszforsavval savanyítjuk meg.

Azonban a víz-voltaméternél kényelmesebb, és valószínűleg szabatosabb is, az **ezüst voltaméter.**

Két ezüstlemezt, melyeknek súlyát jól megmértük, 15 perczentes ezüstnitrát-oldatba mártunk, s átvezetjük rajtuk az áramot, melynél fogva a pozitiv lemez feloldódik, a negativra pedig ezüst rakódik le. Ezután megmossuk és megszárítjuk a lemezeket, s a mérleg segítségével meghatározzuk az egyiknek

súlybeli gyarapodását (melynek, próbaképen, egyenlőnek kell lennie a másik lemez súlybeli apadásával).

Tudva azt, hogy 1 coulomb 1,118 mg ezüstöt választ ki, vagyis hogy az ezüst elektrochemiai egyenértéke 0,001 118 g: csak ez utóbbi számmal kell a mérlegelés útján nyert grammok számát elosztani, hogy az elektroliten átment coulombok számát megkapjuk.

653. Az elektrolizis első törvénye **(649)** azt mondja, hogy a midőn a voltamétert állandó áram járja át, az ettől t időben végzett chemiai munka arányos az intenzitásával, i-vel; ennélfogva az elektromosságnak, miként a PELTIER-féle tünemény **(630)** esetében, magasabb potencziálról alacsonyabbra kell szállania, és a H potencziálkülönbség, melynek e végből a két elektród között létre kell jönnie, megsokszorozva az egyiktől a másikhoz átömlő it elektromosság-mennyiséggel, azt az elektromos energiát fejezi ki, mely t idő tartamában chemiai energiává alakul át.

De emezt annak a hőmennyiségnek mechanikai egyenértéke méri, melyet nyernénk, ha a szabaddá vált hidrogént és oxigént ismét vízzé egyesítenők.

Ha tehát a hidrogén égési heve (I, **390**) a, a kaloria mechanikai egyenértéke J, a fejlődő hidrogén grammjainak száma pedig p, a szétbontáskor elfogyasztott Hit elektromos energia fejében a Jap chemiai energiát nyerjük. A

$$Hit = Jap \quad (1)$$

egyenletből a

$$H = Ja\gamma \quad (2)$$

egyenletet nyerjük, melyben $\gamma = \frac{p}{it}$ nem egyéb a hidrogén elektrochemiai egyenértékénél **(650)**.

Tekintve továbbá, hogy a gyakorlati rendszerben

$$J = 4{,}2, \quad a = 34\,000, \quad \gamma = 0{,}000\,010\,38 \text{ g},$$

kapjuk:

$$H = 1,482 \text{ volt},$$

azaz mintegy másfél volt.

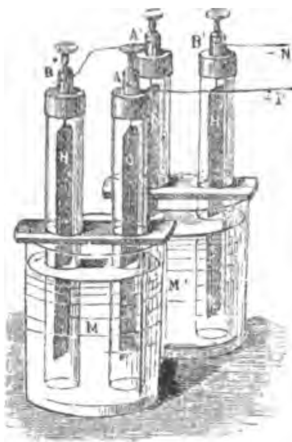
654. Ez a H potencziál-különbség, mely a chemiai munka végrehajtására megkivántatik, hozzáadódik ahhoz, a melytől a voltaméterbeli hőhatások származnak.

Lássuk létrejöttének lehető módját. Eleintén, midőn az elektródok azonosak, midőn például előzetesen kiizzított platinából (**441**) vannak, és midőn még nem teszik részét az áramkörnek, a platina és a környező savanyított víz között mind a két elektródra nézve ugyanaz a potencziál-különbség lesz meg. Ha a dolgoknak ez az állása maradandó volna, az elektromosságnak a potencziál esésében végzett munkája kiegyenlíttetnék az emelkedésében megkivántató munka révén. Tényleg azonban úgy áll a dolog, hogy a midőn az áram kering, chemiai munka végeztetik, mely körülmény arról tanuskodik, hogy az esés nagyobb az emelkedésnél. Ennek a H különbségnek a két érintkezés módosulásától kell származnia, és természetes, hogy ezt a módosulást az elektrolizises lerakódmányoknak tulajdonítsuk.

Legelőször is a hidrogén a negativ elektródhoz tapad, sőt beléje hatol, s mintegy ötvöződik a platinával; hasonlóképen sűrűsödik meg az oxigén a pozitiv elektródon. Ebben a stádiumban bizonyos mennyiségű víz szétbontásához megkivántató energia kisebb, mert az állapot-változás külső munkája (I, **463**) nem végeztetik, és mert a víz elemei és a platina közötti molekulai hatások a szétbontásnak segítségére vannak. Ennélfogva a potencziálkülönbség még nem érheti el a H értéket. De idő folytával (és pedig annál nagyobb idő folytával, mentül gyengébb az áram és mentül nagyobb a platina felülete) az elektródok telítettekké válnak s nincsenek többé semmi hatással az elektrolizis termékeire, s ezek buborékokban felszállanak. Ekkor a potencziál esése elérte végleges H értékét: a két lemez úgy viselkedik, mint ha különböző fémekből való volna,

azaz *sarkítva* **(441)** van, s ezen felül a **sarkítás** elérte maximális értékét.

655. Ha a telepet az áramkörből kikapcsoljuk és magát a voltamétert egy galvanométer közbeiktatásával rögtön zárjuk, megmérhetjük a **másodrendű áramot**, mely a sarkítás elektromindító erejétől származik s a melyet a platinán megsűrített gázak chemiai energiája tart fenn. Abban a mértékben, a melyben ezek újra egyesülnek, az áram gyengül és végre elenyészővé válik: az elektródok depolározva vannak.



822. ábra. Grove-féle gáztelep.

Minden voltaméter tehát valóságos galvánelemmé válik, mely állandó volna, ha az elektródok telítve maradnának. S épen ez az eset forog fenn a Grove-féle **gáztelepben** (822. ábra). Mindegyik felfogó cső tetején platinadrót megy át, melyhez platinalemez van erősítve, mely szivacsos platinával van fedve, hogy a felület nagyobb legyen. Az *O* lemez, mely pozitiv elektródul szolgált, s mely ennélfogva oxigénnel van körülvéve, most a telep pozitiv sarkaként szerepel.

656. Kössünk össze lánczolatosan *n* ilyen Grove-elemet, s zárjuk a telepet kevesebb, pl. *m* számú lánczolatosan kapcsolt voltaméterrel, s várjunk **(649)**, míg az áram állandó *i* intenzitásra nem tesz szert. Ekkor az elektromindító erő mindegyik elemben:

$$H = Ja\gamma$$

a teleptől 1 sec alatt szolgáltatott munka:

$$nHi = nJa\gamma i,$$

a voltaméterekben végzett munka pedig:

$$mHi = mJa\gamma i.$$

A különbség az áramkörben fejlesztett hőt fogja előtüntetni. Valamennyi elemen másodperczenként i elektromosságmennyiség ömlik át, s mindegyikben p gramm hidrogén fejlődik, ha ez a voltaméterekhez tartozik; vagy pedig ugyanannyi hidrogén az oxigénnel ismét egyesül, ha a telephez tartozik. Tehát *az áramkörön átmenő minden elektromosság-egység fejében egyazon víztömeg bomlik fel, mindegyik voltaméterben és vegyülés útján ujra keletkezik a telep mindegyik elemében.*

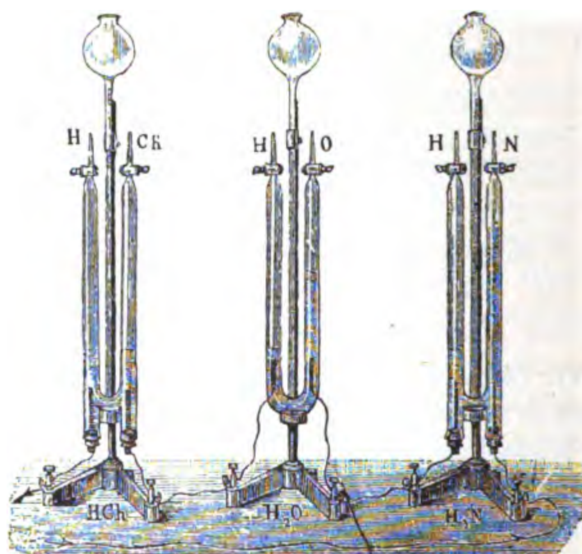
Ez a törvény még akkor is érvényes, midőn a maximális sarkítás nincs elérve. Ez esetben a 9 g víz keletkezésekor fejlődő kaloriák száma többé már nem a, hanem számuk valamely kisebb, mondjuk a'; mert az oxigén és hidrogén nem szabadok és légneműek, hanem a platinához vannak tapadva; ennélfogva az elektromindító erő a $H' = Ja'\gamma$ értékre van leszállítva; azonban a hidrogén-mennyiség, mely az illető elemben fejlődik vagy újra vegyül, az elektromosság egységének átmenetelekor mindig γ fog lenni.

657. Ha most tetszésszerinti telepből és különböző elektroliteket tartalmazó két voltaméterből alkotunk áramkört, mindenkor beigazoltnak fogjuk találni **az elektrolizis második törvényét**, melyet Faraday fedezett fel s mely így hangzik: *az egyazon elektromosság-mennyiség átmenetelekor szétbomló vagy vegyülő anyagok mennyisége arányos chemiai egyenértékeikkel* (vagyis az illető *értékesség*gel elosztott *atómsúly*okkal).

Előadási kisérletben e törvény a Hofmann-féle voltaméterekkel (823. ábra) igazolható be. Mindegyikük egymással közlekedő három csőből áll, melyek közül kettő a tetején beköszörült csappal zárható el, a harmadik pedig folyadék-tartóval van ellátva. Az első voltaméterbe sósavat *(HCl)*, a másodikba vizet *(H_2O)*, a harmadikba ammoniakot *(H_3N)* teszünk. Az első és harmadik elektródjai szénből vannak és gummi-dugókkal vannak beillesztve, a másodikéi platinából, mely az üvegbe be van

forrasztva. Az áramot sokáig kell keringetni, hogy az elektrolizis termékei a folyadékokat telítsék; ezután a csapokat elzárjuk, és látni fogjuk, hogy a negativ elektródon a hidrogénnek térfogata mindenütt ugyanaz; épen ekkora térfogata van a chlórnak, félakkora az oxigénnek és harmadrésznyi a nitrogénnek.

Tudjuk azonban Avogadro törvényéből (I, **473**), hogy a különböző gázaknak azonos körülmények között megmért



823. ábra. Hofmann-féle voltaméter.

egyenlő térfogatában egyenlő számú molekula van, és ennélfogva a molekula-súlyokkal arányos anyagmennyiség foglaltatik, mely súlyok a hidrogén, chlór, oxigén és nitrogénre nézve közelítőleg a következők:

$$2,\ 71,\ 32,\ 28.$$

Ennélfogva eme gázaknak voltamétereinkben fejlődött mennyisége a következő számok viszonyában van:

$$2 : 71 : \frac{32}{2} : \frac{28}{3}.$$

Másrészt chemiai egyenértékeik (melyeket úgy nyerünk, hogy atómsúlyaikat értékességükkel elosztjuk) a következő számok viszonyában vannak:

$$1 : 35,5 : \frac{16}{2} : \frac{14}{3},$$

látjuk tehát, hogy a második törvény be van igazolva.

Ha ezután megmérnők a telep czinkjeit eme szétbontás végrehajtása előtt és után, azt találnók, hogy elemeinek mindegyikében a voltaméterek egyikében fejlődő hidrogén minden grammja fejében 32,44 g (s ez épen a czink chemiai egyenértéke) fogyatkozás van.

658. Ez a második törvény módot nyujt bármely test **elektrochemiai egyenértékének kiszámítására.**

Ha ugyanis 1 coulomb (**650**) $\gamma = 0{,}000\,010\,38$ g hidrogént fejleszt, más testből chemiai szempontból egyenértékű súlyt fog szétbontani vagy újra vegyíteni, nevezetesen $c\gamma = 0{,}000\,010\,38c$ grammot, ha c az illető test chemiai egyenértéke.

Így nyerjük a 640. lapon levő táblában összeállított elektrochemiai egyenértékeket.

Hogy az elektrochemiai egyenértéket a *C. G. S.* rendszerben nyerjük, csak az utolsó előtti oszlopban levő számokat 10-zel kell megsokszorozni.

Nyilvánvaló, hogy 1 *ampère*től 1 óra alatt szabaddá tett *gramm*ok számát úgy kapjuk, hogy az utolsó előtti oszlopban levő elektrochemiai egyenértékeket 3600-zal sokszorozzuk.

659. Miként a **653.** pontban levezettük a

$$H = Ja\gamma$$

potencziál-különbséget, melynek egy víz-voltaméter elektródjai között létesülnie kell, hogy a szétbontás végbemehessen, épen

Elektrochemiai egyenértékek.

Elemek		Atómsúly	Értékesség	Chemiai egyenérték	Elektrochemiai egyenérték vagy gramm per coulomb	Coulomb per gramm
Hidrogén		1	1	1	0,000 010 380	96 340
Kálium		39,03	1	39,03	0,000 405 100	2 469
Nátrium		23	1	23	0,000 238 700	4 189
Arany		196,2	3	65,4	0,000 678 900	1 473
Ezüst		107,9	1	107,7	0,001 118 000	894,5
Réz	cupri-vegyületekben	63,18	2	31,59	0,000 327 900	3 050
	cupro- «		1	63,18	0,000 655 800	1 525
Higany	mercuri «	199,08	2	199,9	0,001 037 000	964,3
	mercuro «		1	199,8	0,002 077 000	482,2
Ón	stanni «	117,04	4	29,35	0,000 304 600	3 283
	stanno «		2	58,7	0,000 609 300	1 641
Vas	ferri «	55,88	3	18,63	0,000 193 400	5 171
	forro «		2	27,94	0,000 290 000	3 448
Nikkel		58,6	2	29,3	0,000 304 200	3 287
Czink		64,88	2	32,44	0,000 336 700	2 970
Ólom		206,4	2	103,2	0,001 071 000	933,7
Aluminium		27,4	3	9,01	0,000 093 500	10 700
Oxigén		15,96	2	7,98	0,000 082 830	12 070
Chlór		35,37	1	35,37	0,000 367 100	2 724
Jód		126,54	1	126,54	0,001 313 400	751,4
Bróm		79,76	1	79,76	0,000 827 900	1 208
Nitrogén		14,01	3	4,6	0,000 048 470	20 629

úgy, ugyanazon megfontolások útján, bármely más elektrolitre nézve ugyanerre a képletre jutunk, melyben J a kaloria dinamikai egyenértéke, a pedig 1 g elektrolit keletkezésekor fejlődő, vagy szétbontásakor megkötött hő kaloriákban, végre γ, vagyis a hidrogén elektrochemiai egyenértéke **(650)** helyett γc teendő, hol c az elektrolit chemiai egyenértéke.

Ez akként fejezhető ki, hogy *minden elektrolit elektromindító ereje egyenlő elektrochemiai egyenértékének képződési energiájával.*

660. Ezt megállapitván, tekintsünk egy áramkört, mely fémekből és bármi két elektrolitból van alkotva; ez utóbbiak egymással, miként a két-folyadékos elemekben, közvetetlenül is érintkezhetnek. Tegyük fel, hogy az elektromosság átmenetelekor az egyik szétbontást szenved, vagy hogy általában, hőbeli energiát fogyasztva chemiai energiára tesz szert, a másik pedig az ellenkező átalakuláson megy át.

Ha az első elektrolit 1 grammjának képződésekor a_1 kaloria fejlődik, az elektrolit chemiai egyenértéke pedig c_1: és ha a másodikra nézve a megfelelő mennyiségek a_2 és c_2, a chemiai energiának 1 *coulomb* átmenetelétől származó csökkenése:

$$Ja_2c_2\gamma - a_1c_1J\gamma\,;$$

ennek fejében az áramkörben vagy a PELTIER- és THOMSON-hatások, vagy a JOULE-hatás révén hő keletkezik. Az első hatások majdnem mindig elhanyagolhatók az utóbbi mellett. De az ettől gerjesztett hőbeli energiának mértéke (**614**) nem egyéb az áramkörben működő elektromindító erők ε algebrai összegénél.

Ennélfogva mondhatjuk, hogy:

$$\varepsilon = (a_2c_2 - a_1c_1)\,J\gamma.$$

Minthogy $J = 4{,}2$, $\gamma = 0{,}000\,010\,38$, és ha Q a zárjelben foglalt mennyiséget jelenti, a melyet a chemiai reakczió hevének szokás nevezni, nyerjük a következő értéket:

$$\varepsilon = 0{,}000\,043\,6\ Q. \qquad (3)$$

Példaképen számitsuk ki ezzel a képlettel a DANIELL-elem elektromindító erejét. A két elektrolit a kénsav és a rézszulfát; az elsőben a hidrogén helyébe czink lép, a másodikban a réz helyébe hidrogén lép. Midőn a kénsavban 32,44 g czink, azaz chemiailag 1 g hidrogénnel egyenértékű czink oldódik fel, 53 000 kis kaloria fejlődik. Midőn ugyanebben a savban 31,59 g réz oldódik fel, 28 000 fejlődik, tehát az ellenkező chemiai folyamatban ugyanennyi köttetik meg. Ez esetben tehát $Q = 25\,000$; és így a DANIELL-elem elektromindító ereje:

$$\varepsilon = 1{,}09,$$

mely értékről, ha meggondoljuk mindazokat a hibákat, melyek a kaloriméteres mérésekben el nem kerülhetők, ha figyelembe veszszük, hogy a folyadékok töménységének foka nincsen hatás nélkül (I, **438**), hogy a kaloria mechanikai egyenértékének számbeli értéke némileg még bizonytalan, stb., el kell ismernünk, hogy eléggé összevág a galvanométeres módszerekkel talált értékekkel (**603**).

Pontosabb mérésekből, melyeket Braun más galvánelemeken végzett, az derült ki, hogy a reakczió-hőből levezetett elektromindító erők általában nagyobbak a tényleg megfigyelteknél és pedig annál inkább, mennél kisebb maga az elektromindító erő. Az első esetben a chemiai energia nem alakul át egészen elektromos energiává, hanem részben az elem fölmelegítésére használódik el; a második esetben az elem lehül s a környezettől hőt vesz fel. Helmholtz kimutatta, hogy az első eset annál az elemnél következik be, melynek elektrom-indító ereje a hőmérséklettel csökken, a második pedig az ellenkező esetben: úgy hogy ha a θ abszolut hőfoknak megfelelő elektromindító erőt akarjuk megkapni, a (3) képlet második tagjából

$$\theta \frac{\Delta\varepsilon}{\Delta\theta}$$

kifejezést kell levonni, illetőleg azt hozzáadni, mely kifejezésben $\Delta\varepsilon$ az elektromindító erőnek $\Delta\theta$ hőmérsékletbeli emelkedésnek megfelelő változását jelenti. Mások szerint ennek az értéknek éppen a Peltier-féle hatáshoz szükséges hőnek egyenértékével lenne egészen pontosan egyenlő; csakhogy a dolog még nem tekinthető kellő biztossággal megállapítottnak.

661. A rendelkezésre álló összes kaloriák az áramkörben előkerülnek, ha a telep egészen fémből való vezetővel van zárva és ha az áram semmi munkát sem végez. E kaloriák tényleg megmérettek oly módon, hogy a telep mindenestül

kaloriméterbe helyeztetett; és mindenkor megtaláltattak, akár rövid és vastag volt az áramvezető, akár hosszú és igen vékony. Az első esetben csaknem az egész hő a telep belsejében fejlődött, legyőzvén a telep folyadékjainak ellenállását; a második esetben a telep és a vezető között a telep ellenállásának (ρ) és a vezeték ellenállásának (r) aránya szerint oszlott meg. A DANIELL-telepben feloldott minden chemiai egyenérték-súlyú czink fejében a kaloriméternek mindenkor 25 000 kaloria adatott át, melyeknek $\frac{\rho}{\rho + r}$ hányadrészét a telep, a maradék $\frac{r}{\rho + r}$ hányadrészt pedig a beiktatott vezető adta át.

Midőn azonban az áramkörben voltaméter is volt, eme rendelkezésre álló kaloriák nem mind kerültek elő a kaloriméterben: épen annyi hiányzott belőlük, mint a mennyi az elektrolizis chemiai munkájának végrehajtására megkívántatott.

662. Itt egy nagyon komoly, s a legutóbbi időkben sokszorosan megvitatott kérdés merül fel. A DANIELL-elemben rendelkezésre álló kaloriák száma 25 000, míg 1 g hidrogénnek vízből való fejlesztésére 34 000 kaloria kívántatik meg; az előbbiek 1,00 *volt*, az utóbbiak 1,48 *volt* **(653)** elektromindító erőt képviselnek. És valóban, ha egy DANIELL-elemmel egy GROVE-féle gázelemet **(655)** szemközt kapcsolunk, azt tapasztaljuk, hogy ez utóbbi kerekedik felül, mert az áram a gázelem oxigén (+) sarkától kiindulva, a DANIELL-elem rezén (+) át ennek czinkje (—) felé tart, és a gázak lassacskán eltünnek a két felfogó csőből.

Mi történik azonban, midőn egy egyedüli DANIELL-t egy voltaméterrel zárunk? Hogy áram keringhessen, megkívántatik, hogy az elem elektromindító ereje meghaladja a sarkítás elektromindító erejét, mert az elem energiájának kell a szétbontás chemiai munkáját végeznie s ezen felül még azt a hőt szolgáltatnia, melyet az áram az ellenállások legyőzésében

mindenkor fejleszt. Mindazonáltal ha az elem elektromindító ereje nem haladja is meg a maximális sarkítás elektromindító erejét, mégis érthető, hogy eleintén létrejöhet áram, mely az elektródokat a maximumon alul sarkítva, nem teljes szétbontást létesít mindaddig, míg az ellenkező elektromindító erők között az egyensúly helyre nem áll. Midőn a dolgok ide érlelődtek, úgy látszik, mintha minden áramnak meg kellene szünnie. Már pedig a tapasztalás ellene mond ennek a várakozásnak, mert egy **maradék-áram** mindenkor folytatja keringését.

Miként egyeztethető össze ez a tény az energia megmaradásának elvével? Igaz ugyan, hogy az áramkeringés a nélkül megy végbe, hogy a hidrogén láthatóvá válnék, mert részben oldva marad, részben elnyeli a platina, s ennélfogva egy egyenértéksúly víznek felbontása nem kívánja meg mind a 34 000 kaloriát: de azért mindenesetre mindenkor többet kíván meg, mint a mennyi kaloriát egy Daniell szolgáltat; és másrészt a maradék-áram sohasem hiányzik; nem hiányzik a Daniell-nél hasonlíthatatlanul kisebb elektromindító erők esetében sem.

Talán feltehető, hogy a folyadékok a fémek módjára vezetik az elektromosságot, a nélkül, hogy felbomlanának? Nem, mert ezzel ellenkezik az a jól beigazolt törvény, mely szerint miként a víz **(649)**, úgy *minden elektrolit a rajta átmenő elektromosság mennyiségével arányos mennyiségben bontatik fel,* és ennélfogva nem engedi át még a leggyengébb áramot sem, miként valamely fém tenné, a nélkül, hogy a megfelelő felbontás létre nem jönne.

A maradék-áram magyarázatára meg kell gondolnunk, hogy az elektrolizis termékei önként odahagyják a platinát és a folyadékon át a közönséges módon diffundálnak (I, **204**) és találkozásuk alkalmával ismét egyesülnek. Midőn az áram intenzitása annyira leszállott, hogy a szabaddá váló hidrogén és oxigén mennyisége egyenlővé válik az önként diffundáló mennyiségekkel, fennáll a dinamikai egyensúly, és az áram elektrolitikus átmenete egyenletesen tovább tart.

Az elektrolizis termékeinek önként való diffuzióját bizonyítja az a tény, hogy a sarkítás meggyengül s idővel egészen megszünik még akkor is, ha a voltaméter nyitva van s magára van hagyva; továbbá minden hatás, mely a diffuziónak kedvez, mint például a kavarás, hevítés stb., gyorsítja a depolározódást.

663. Mindez jó rendben volna. De hátra van még annak a magyarázata, hogy miként létesíthetik a felbontást az igen gyenge elektromindító erők is. Az egyes molekulák két atómcsoportból (a két *ion*ból) állanak, a melyeknek külön kell válniok, hogy azután ellenkező irányban menjenek. Az árammal együtt úszó csoportot pozitiv módon elektromozottnak teszszük fel (**342**), az árammal szemközt menőt negativ módon elektromozottnak.*

E csoportok nem válhatnak szét, ha az elektromos ereje az elektromos térnek, melyben vannak, tehát az elektromindító erő is, nem ér el egy bizonyos értéket, a melyen alul, minden tapasztalás ellenére, úgy látszik, hogy áram nem keletkezhetik; és hogy ellenkezőleg erős áramnak kell létrejönnie, a mint ez az érték meg van haladva.

Fel kell tehát tennünk, hogy a folyadékban vagy a többinél kevésbbé összetartó molekulák vannak, vagy pedig hogy disszociáltak vannak, úgy hogy amaz alkatrész-csoportok egynémelyike rendetlenül kalandozik szerte-széjjel, de a legcsekélyebb hatásra legott kész határozott irányt felvenni.** A mér-

* Ha az 1 milligramm vizet alkotó hidrogénatómoknak egész pozitiv elektromosságát veszteség nélkül egy gömbbel közölhetnők, s ha ugyanezt tehetnők az oxigén negativ elektromosságával, és ha a két gömb 1 kilométernyi távolságban volna egymástól: 26 800 kilogramm súlyával egyenlő erővel vonzanák egymást (HELMHOLTZ).

** 10^{-9} ampère erősségű áram, mely jó tükrös galvanométer segítségével még megfigyelhető, 344 esztendőt fordítana 1 milligramm víz felbontására. Ha tehát valamely voltaméter vizében csak 1 köbmilliméter (0° és 76 cm higanyoszlopnál mért) durranó gáz volna feloldva, elemeinek, öt hetenként csak egyszer kellene az anodtól a katodhoz menniök, hogy 10^{-9} ampèrenél erősebb áramot adjanak (HELMHOLTZ).

séklet emelkedésével a molekulai disszocziáczió növekedik, növekedik tehát a szabad csoportok sebessége is, és ily módon számot adhatunk a nagyobb vezető képességről, melyre az elektrolitek szert tesznek (**596**).

664. *A fém mindig a negativ elektródon válik ki, a molekula többi része pedig a pozitivon.*

Ez kimutatható úgy a megolvasztott, mint a vízben feloldott vegyületekkel. Ritkán esik azonban meg, hogy az elektrolizis két terméke minden további változás nélkül jelentkeznék szabad állapotban. Legtöbbnyire vagy az oldószerre, vagy a még fel nem bontott elektrolitre, vagy a fémi elektródlemezekre hatnak, s ekként az úgynevezett **másodrendű hatásokat** idézik elő, melyek a tüneményt bonyolítják. Lássunk néhány példát.

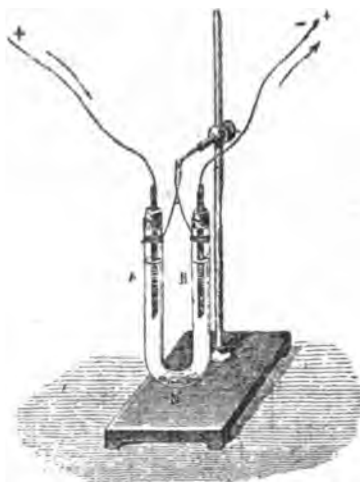
665. A megömlesztett ezüstchlorür platinalemezek között az egyik oldalon színezüstöt ad, a másik oldalon pedig a chlór platinachlorürt alkot.

A chlorürök vizes oldatából a chlór nem fejlődik legott, hanem jó része oldva marad és az oldathoz kevert szerves festőanyagokat megszínteleníti.

A szabaddá váló fém esetleg a vízre hat; így például a kálium, nátrium, stb. a negativ elektródon hidrogént fejlesztve, a megfelelő hidrátot alkotja. Előadásbeli kísérletben az áramot platina-elektródok között *U*-alakú csövön vezetjük át, mely például káliumszulfátnak ibolyalével festett vizes oldatát tartalmazza; a fenekén kevés homok van, mely az *A* és *B* szárakban (824. ábra) levő folyadékok keverődését akadályozza. Az *A* szárban, hol az áram belép, a lé megvörösödik és az SO_4 csoportnak a vízre való hatása (**648**) miatt oxigén fejlődik; a *B* szárban a lé megzöldül, s miként az előbb már mondottuk, hidrogén fejlődik.

Csakis a midőn a só nagyon tömény oldatban van és a negativ elektród higanyból van, állíthatjuk elő az alkális fémek amalgámjait; és DAVY épen ezen az úton fedezte föl e fémeket.

Ha higanyelektródokkal szalmiak-sónak tömény oldatát melegen elektrolizáljuk, a higany, a melyen át az áram kilép, felpuffad, szivacsossá válik, mert az ammoniának nevezett NH_4 csoporttal amalgámot alkot.



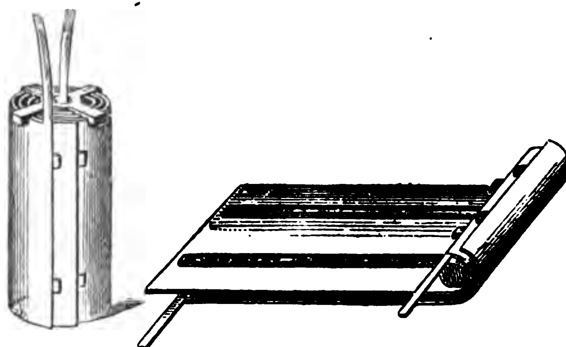
824. ábra. Sók elbontása.

666. Néha a kiválás állapotában levő oxigén (*atómos oxigén*, melynek molekulái még nem alakultak meg, melynek tehát nagyobb helyzeti energiája van) a pozitiv elektród körül magára a sóra hat s ily módon oxigénben gazdagabb fémoxidok keletkeznek. Ez esik meg az ólomsókkal is: sav képződik ugyan, de jóformán semmi oxigén sem fejlődik, s helyette ólomszuperoxid rakódik le. A színólom a másik elektródon szép kristályokban jelen meg, melyek a szálalakú elektródot körülfonva, az úgynevezett *ólomfát* alkotját.

667. Az ólomsók elektrolizisén alapulnak a másodrendű telepek, melyek jelenleg **akkumulátor** néven vannak forgalomban.

Planté telepe mindössze két ólomlemezből áll, melyek

egymás mellett össze vannak göngyölve; egymással való érintkezésüket közbetett guttapercsa-szalagok akadályozzák meg (825. ábra). E lemezek higított kénsavba vannak állítva, és két BUNSEN-elemből álló telep áramkörében elektródokúl szerepelnek; az áramot ismételve és pedig több ízben váltakozó irányban vezetjük át rajtuk. Ezt az eljárást bizonyos ideig folytatván, a másodrendű telep *formálva* van, azaz alkalmas arra, hogy magába fogadja a töltést, mely a chemiai energiának jókora készletéből áll, és pedig az egyik lemezen szuperoxid és oxigén alakjában, a másikon pedig szivacsos ólom és hidrogén alakjában, mely termékeket a sav és a keletkezett ólomszulfát választja el egymástól.



825. ábra. Planté akkumulátora.

Ha ezután a két lemezt dróttal összekapcsoljuk, ez a chemiai energia áramot létesít, mely a drótban a szuperoxiddal borított lemeztől a másik felé irányul, mely utoljára negativ elektródként szerepelt: épen úgy, mint a GROVE-féle gáztelepben **(655)**.

A FAURE-féle **akkumulátor**ban az ólomlemezek miniumréteggel vannak bevonva, melyeknek a lemezekhez való tapadását szövetből való burkolat biztosítja. Ezen az úton a *formálás* folyamata gyorsabban megy végbe. Jelenleg olyan akkumulátorokat készítenek, melyekben lemezek helyett rostélyok

vannak, ezeknek hézagaiba az ólomoxid-pép be van préselve, s így a szövetburkolat feleslegessé válik (SCHENEK és FARBAKY akkumulátora).

A másodrendű telepek nagy szolgálatokra vannak hívatva, mert, miként látni fogjuk (737), bennök chemiai energia alakjában olyan mechanikai munka halmozható fel, mely máskülönben nem értékesíttetnék, s mely új alakjában mindig kész, hogy a legkülönbözőbb czélokra alkalmas áramot szolgáltassa.

Az akkumulátorok töltésére használt áramoknak nem szabad bizonyos sűrűséget* meghaladniok, mely az elektródok alakjától és méreteitől függ, különben nincsen elég idő arra, hogy a megkívánt chemiai folyamatok az elektródokon végbemenjenek s gázbuborékok fejlődnek rajtok, a mi energia-pazarlást jelent. A töltés a különböző tipusok szerint az elektród kilogrammjánként 0,5—1,5 *ampère* árammal történik; befejezve akkor van, a mikor bőséges gázfejlődés veszi kezdetét. Az akkumulátor elektromindító ereje ekkor 2,5 *volt*ig emelkedhetik, de magára hagyatván, bizonyos idő mulva 2 *volt*ra száll alá. Ha azonban a kisülés igen rohamosan történik, hirtelen száll le erre az értékre, azután hosszabban megmarad ez értéken s végül lassanként 1,8 *volt*ra apad; most hirtelen kezd csökkenni; de alig hogy ez a hirtelen apadás mutatkozni kezd, tanácsos a kisütést beszüntetni s ujra tölteni az akkumulátort, mert különben a negativ elektród kevéssé vezető ólomszulfát réteggel vonódik be, mely az akkumulátor lemezeit rongálja. Az ilyen lerakódás akkor is támad, a mikor az akkumulátorok bizonyos időn keresztül tétlenül hevertek s azért is jó az akkumulátort havonként legalább egyszer ujra tölteni.

A közönséges akkumulátorok kapaczitását az elektród 1 kilogrammjánként 9 *óra-ampère*re becsülik s kisütéséből mintegy 32 000 *coulomb*ot várnak, *óra-ampère*t 3600 *coulomb*-

* Az *áramsűrűség* alatt az áramintenzitásnak az átáramlott elektródfelülethez való viszonyát értik.

bal vevén egyenlőnek. Ha a kisütéssel késlekedünk, a kapaczitás, a szigetelésnek megfelelőleg többé-kevésbbé csökken. Ha kisütés közben a potencziálkülönbség átlag 1,9 *volt*, a lemeznek minden kilogrammja mintegy 17 *óra-watt*, vagyis körülbelől 60 000 *joule* hasznosított energiát ad. Ennél azonban föltételeztetett, hogy az áramintenzitás 1 kgonként 2 *ampère*nél nem nagyobb, mert a túlgyors kisütéssel az effektus meglehetősen hanyatlik.

A hasznossági tényező, vagyis a kisütésnél rendelkezésre álló energia viszonya a töltésnél elnyelt energiához a jól készített akkumulátoroknál mintegy $^{80}/_{100}$-ra tehető.

668. Egy másik másodrendű hatás, melyet fontos alkalmazásai miatt nem mellőzhetünk hallgatással, azon gyakori módosulásokban áll, melyek a pozitiv elektródot érik. Ha például az áramot czinkszulfát semleges oldatán két amalgámozott czinklemez között vezetjük át, az elektrolizis közvetetlen termékei a czink, mely az áramot követi s megvastagítja a negativ elektródot, és az SO_4 csoport, mely a pozitiv elektródra akként hat, hogy minden szétbontott molekula fejében egy molekula czinkszulfátot ($ZnSO_4$) állít helyre, minélfogva az egész folyamat arra redukálódik, hogy a czinkfém az egyik lemezről egyszerűen átvitetik a másik lemezre. A chemiai energia nem szenved semmiféle módosulást, s ennélfogva a sarkítás elektromindító erejének zérusnak kellene lennie. A valóságban rendkivül gyengének mutatkozik, és pedig annál gyengébbnek, mentül jobban közelítjük meg az elméleti feltételeket, melyek megkívánják, hogy az oldatban szabad savnak vagy feloldott gázaknak nyoma se legyen **(663)**.

Ugyanezek a jelenségek ismétlődnek a rézgálicznak ($CuSO_4$) rézlemezek között való elektrolizisében: a pozitiv lemez a fémet az SO_4 csoportnak engedi át, ez a fém pedig a negativ lemezen lerakódmányt alkot, mely porlékony, ha az áramnak nagy a sűrűsége, és összeálló, homogén a gyengébb áramok (2—20 *milliampère* cm^2-ként) alkalmazása mellett.

Ez a rézréteg a legszabatosabban hozzásimul a lemez minden ránczulatához, úgy hogy ha azután leválasztjuk, emezeknek domborúmívű hű másolatát nyerjük. Ezen alapszik a **galvanoplasztika.** A gipszből, stearinból vagy guttapercsából készített másolatot a felületén az által teszszük vezetővé, hogy mókus-szőr ecset segítségével grafittal bevonjuk, ólomszalaggal és rézdrótokkal befoglaljuk, mely utóbbiaknak a grafittal érintkezniök kell, egyébként pedig viaszszal fedve vagy pecsétviaszszal lakkozva kell lenniök; az egészet negativ elektródul (*N*, 826. ábra) *P* rézlemezzel szemközt tömény rézgálicz-oldatba mártjuk.

A galvanoplasztikának az iparban való számos alkalmazása közül felemlítjük a fametszeteknek a könyvnyomtatás czéljaira való másolását, mely metszetek, ha közvetetlenül használtatnak, számos levonatban elkopnak és mindinkább csökkenő élességű ábrákat adnak. Így a levélbélyegek nyomtatására egyetlen egy metszetnek több galvanoplasztikai másolata készül, ezek egy lapra tétetnek, s ezzel a fogással egyetlen egy levonattal egész lapja készül a levélbélyegeknek, melyek mindannyian szigorúan azonosak. A galvanoplasztika immár annyira haladt, hogy lámpaállványokat, szoborműveket, sőt egész emlékszobrokat adhat vissza.



826. ábra. Galvanoplasztikai készülék.

669. A galvanikus **aranyozás, ezüstözés** és **nikkelezés** ugyanazon a tüneményen alapszik.

A CHRISTOFLE-féle edények és asztaldíszek nem egyebek sárgaréznél, mely eme folyamat segítségével többé-kevésbbé vastag ezüstréteggel van bevonva. Egy edénybe, melyben 100 rész

vízre 10 rész káliumczianürt tartalmazó oldat van, fémdrótokkal a jól megtisztított sárgaréztárgyak függesztetnek; közöttük színezüstlemezek lógnak. Ezek mindegyike valamely áramgerjesztő pozitiv sarkával, amazok pedig a negativ sarkával közlekednek.

Hasonló az eljárás az aranyozásban, mikor is alk lis arany- és káliumczianüroldatot használnak, melyet mintegy 70°-on kell tartani; a galvános aranyozás alkalmazása a tűzben való aranyozás helyett nagy jótétemény a munkásokra nézve, kiket annak előtte a higanygőzök okozta gonosz betegségek értek.

A nikkelezésben az oldható elektród természetesen nikkel, az elektrolit pedig ammoniakos nikkelszulfát-oldat, igen gyengén megsavanyitva.

670. Nem érdektelen fölemlíteni, hogy valamely savtól vagy bármiféle más folyadéktól megtámadható fém megvédhető a megmaratás ellenében csupán csak az által, hogy más, a VOLTA-féle sorozat **(423)** szerint erősebben elektropozitiv fémmel állandó érintkezésben tartatik. Így pl. azt ajánlották, hogy a hajók rézburkolata czinkszögek segítségével védendő meg; így az iparban sokfelé szereplő üstök és kazánok czinkdarabokkal a romlás ellenében megvédelmezhetők.

671. Az elektrolizis a **metallurgiában**, vagyis a fémeknek ásványaikból való kinyerésében fontos alkalmazást lel; *nedves*, vagy *száraz* úton kerül alkalmazásba.

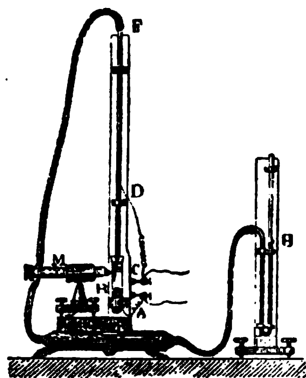
Az első eljárás jó ipari eredményt ad a réz finomításában, a tisztátalan réz vagy a réz rézgálicz oldatában pozitiv elektródúl szolgál s a tiszta réz, melynek olyan nagy vezetőképessége s e miatt értékesebb, a negativ elektródon lecsapódik.

A száraz úton való eljárás a legkedvezőbb eredményeket az aluminium előállításában adja, mely fém saját, valamint ötvényeinek fizikai és chemiai tulajdonságainál olyannyira hasz-

nos s mely, bár a természetben rendkívül el van terjedve, egészen a legutóbbi évekig olyan nehezen volt sóiból előállítható. Jelenleg az alkalmazásba vett elektrolizises eljárások folytán, ára állandóan csökken s mind gyakoriabbakká válnak a belőle készült iparczikkek. Tisztább ásványai a korund, a bauxit vagy aluminiumhidrát, és a kriolit, mely az aluminiumnak vagy a nátriumnak fluoritje. Ezek magas hőmérsékletre hevíttetnek és szénelektródok között áram hatásának vettetnek alá; az e közben alkalmazott egyes fogásokkal itt bővebben nem foglalkozhatunk.

Az árammal elő llítható magas hőmérsékleteket vasrudak és pánczélok összehegesztésére használták fel; az elektromos ív alkotta kemenczében pedig a legkülönbözőbb anyagok megömleszthetők s egyes chemiai folyamatok igen magas hőmérsékletek alatt vonhatók vizsgálat alá.

672. A folyadékok felületi feszültsége (I, **199**) a galván áram polarizaló hatására megváltozik; így pl. a higított kénsavval borított higany felületi feszültsége kisebbedik, ha hidrogén vá-



827. ábra. Lippmann kapilláris elektrométere.

lik ki rajta. Ezen a tüneményen alapszik **Lippmann kapilláris elektrométere.** Alsó részén igen finoman kihúzott üvegcső *FD* (827. ábra) higanynyal van megtöltve, melynek alsó menisz-

kusa felületi feszültsége révén a fölötte levő higanyoszlopot tartja; a cső ezen vége B üveghengerben levő higított kénsavba merül, mely a henger fenekén levő higanyt borítja. A csőbeli higanyoszlop D-nél a DC platinadróttal közlekedik, a henger higanya pedig az A platinadróttal. A meniszkus a fonálkereszttel ellátott M mikroszkópon keresztül észlelhető; a meniszkus képe a fonálkeresztbe beállíttatik akkor, a mikor az A és C drótszorítók egymással fémileg közlekednek s azért a savval érintkező higanyfelületek sarkítva nincsenek.

Már most A és C között potencziálkülönbséget idézvén elő oly módon, hogy DC negativ elektród legyen, a meniszkus a hajszálcsöben, mely mindenkor kónikus, felszökken azért, mert ha τ felületi feszültség növekedik, a meniszkusnak olyan r sugarú keresztmetszetbe kell vonulnia, melyben a kapilláris nyomása (ez a nyomás az I., **199.** p. (1) képlete szerint $\frac{2\tau}{r}\cos\alpha$) a higanyoszlop hidrostatikai nyomásával épen egyensúlyt tart. Az eltolódás a polarizáczióval nagyobbodik és 0,9 *volt* potencziálkülönbségre maximumot ír el. A készülék tehát csakis az ennél kisebb potencziálok mérésére alkalmazható, de ezen a határon belül olyan érzékeny, hogy a *milli volt*-okat megadja.

A mérés úgy történik, hogy a levegővel telt gummizsákot, mely az üvegcső felső F végével és H nyilt manométerrel közlekedik, ε csavarral összenyomjuk addig, míg a meniszkus a fonálkeresztbe újra be nem áll: a manométeren leolvasott nyomásból az egyszerre mindenkorra megállapított táblázat segítségével meghatározható a potencziálkülönbség. Azt találták volt, hogy a potencziálkülönbség igen közel arányos a nyomással.

Ez a készülék különösen az olyan módszerekben igen kényelmes használatú, a melyekben állandóan a zérus ponton tartandó, a minő pl. a **602.** pontban előterjesztett PELLAT-féle módszer.

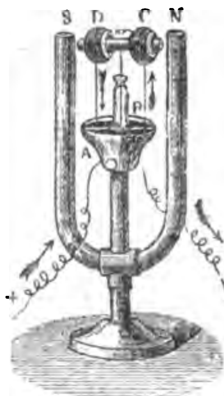
LI. FEJEZET.

AZ ELEKTROMOS ÁRAM ÉS A MECHANIKAI ENERGIA.

673. Az energiának az elektromos árammal előidézett átalakulásait tanulmányozva, lássuk immár az ezek között levő mechanikai munkát is.

Úgy látszik, hogy az első elektromos mótort Dal Negro gondolta ki; később igen sokféle alakban szerkesztették, de valamennyiben az elektromos áram alkalmas módon vasdarabokat mágnesez meg, hogy akár maradandó, akár időleges mágnesek hatására folytonos forgó mozgás, vagy pedig a gőzgépek dugattyújának mozgásához hasonló alternativ egyenes vonalú mozgás menjen végbe.

A 828. ábrában előtüntetett elektromágnesi mótort könnyű megérteni. Az SN patkómágnes szárai között egy vályucska van, mely két, A és B rekeszre van osztva; ezekben a higany domború felülete a választó fal fölé emelkedik. Az áram A-ban lép be, átfutja a C és D mágnesező tekercseket és B-n át visszatér a telephez; ennélfogva a készülék tengelye körül forgékony lágyvashenger C-ben északi sarkot nyer (**535**) s az egynevű N sarktól eltaszíttatik, egy negyed forgást tesz, s a következő negyedforgás tartama alatt S-től vonzatik. De a drót, mely eddig A-ba merült, most B-be merül, az áram a tekercsekben



828. ábra. Elektromágnesi mótor.

ellenkezővé válik s vele együtt ellenkezőkké válnak a henger sarkai, minélfogva a *C* véget az egymásra következő két negyedben *S* most eltaszítja, *N* pedig vonzza, s a henger ily módon folytatja forgását.

Az *áramfordító,* vagyis a *kommutátor* a gyakorlatban higany helyett fémgyűrűből áll, mely ketté van metszve és a forgás tengelyére — egymástól szigetelten — van erősítve; e gyűrűre két, az áramvezetőkkel összekötött fémrúgó vagy lágy fémkefe szorul. Világosan látható ez a 829. ábrában, mely SIEMENS-nek egy mágnes-elektromos mótorát tünteti elő. Egy patkómágnes *S* és *N* szárai között az *R* fogaskeréktől hajtott tengely körül a *B* lágyvasmag forgékony, a melyre a drót hosszmentileg, mint a takács vetéllőjére, van körülcsavarva.



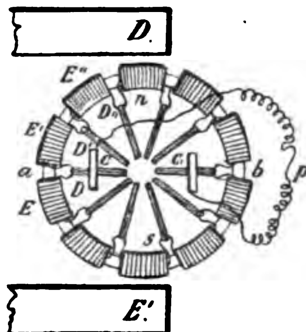
829. ábra. Siemens-féle mágnes-elektromos mótor.

Nem terjeszkedünk itt ki az elektromos mótorok különböző tipusainak leirására, és csak a PACINOTTI-tól kigondolt berendezésre fogunk szorítkozni; ez magában foglalja a csiráját csaknem az egész bámulatra méltó haladásnak, mely néhány év alatt az elektromosság alkalmazásainak terén tétetett.

674. Pacinotti elektromágnesi gyűrűje lágyvasból van; a sok tekervényben körülötte font szigetelt rézdrót magamagába visszatérő vezetőt alkot; de a menetek egyenlő szakaszokban egy-egy tekercscsé vannak összesűrítve. Ezek a bővebb

tekervények, melyek a 830. ábrában D, D', D''... betükkel vannak jelölve, ugyanannyi fémszelethez vannak forrasztva, mely szeletek sugármentileg vannak elhelyezve s aztán derékszög alatt meghajlítva, úgy hogy minden szelet, a nélkül hogy egymással érintkeznék, egy henger felületének részét teszi, mely henger a gyűrű tengelye.

Ha a P telep áramvezetői C és C'-ben két szemközt fekvő szeletet érintenek, az áram két ágra oszlik és a vasgyűrüt akként mágnesezi meg, hogy mintegy két görbe elektromágnes keletkezik, melyeknek egynevű sarkai szemközt vannak; és ha b-ben két északi sark keletkezik, a-ban két déli sark gerjesztetik.



830. ábra. Pacinotti-féle gyűrű.

Legyen ármost a mágnesezett gyűrű egy mágnesnek $É$ és D sarkai közé helyezve: nyilvánvaló, hogy ha b és $É$ egynevűek, a gyűrű az o tengely körül az óramutatóval ellenkező irányú forgásra van késztetve. Forgás közben az előbbeniekre következő két szelet jön érintkezésbe a C és C' áramvezetőkkel, úgy hogy a gyűrűnek polaritása a nyugvó mágnesre vonatkozólag ugyanazokban a pontokban marad meg, és a forgás tovább tart.

Ha azután gondunk van rá, hogy a szeletek egymáshoz eléggé közel legyenek, mindegyik következő érintkezés létrejöhet, még mielőtt a megelőző megszünt volna, és így a telep áramköre soha sem szakíttatik meg.

A tengelyről a mozgás akként vihető át, a miként czélszerűnek mutatkozik, s így e mótorral mechanikai munkát végeztethetünk.

675. A mi az elektromos mótoroknak a gőzgépek helyett való alkalmazását illeti, megjegyezzük, hogy 1 kg telep-

beli czink energiája csak mintegy $^1/_6$ részét teszi a tűzhelyben égő 1 kg szén energiájának, és e mellett a czink 20-szorta drágább a szénnél, minélfogva a czink chemiai helyzeti energiája 120-szor annyiba kerül, mint a széné. Igaz ugyan, hogy a gőzgépek haszon-effektusa (I, **540**) alig haladja meg a 10 százalékot, az elektromos mótorok pedig 80 százalékot adnak, de azért a telepeknek mechanikai munka végzésére való alkalmazása bizonyára mindenkor veszteséggel járna.

Csak kivételes esetekben folyamodhatnánk a telepekhez, és pedig azért, mert az elektromos mótorok térfogata kicsiny, járásuk szabályos, még ha nem ügyelünk is fel rájuk, és mert a telepek áramát rézdrót segítségével kényelmesen vihetjük át a megkívánt helyre a nélkül, hogy az átvitel egyéb módjaihoz, fogaskerekekhez, szíjjakhoz, stb. folyamodnunk kellene.

676. Az elektromos mótorok segítségével nyert mechanikai munka bizonyára a telepben elfogyasztott chemiai energiának átalakulása, s ennélfogva annak a hőnek, mely az áramkörben fejlődnék, ha a mótor nem dolgoznék, egyenértékű mennyiségben apadnia kell.

Az energia megmaradása elvének ez a következménye alkalmas kaloriméteres kísérletekkel igazoltatott be, és a Faraday-tól fölfedezett indukczió-tünemények szükségképen való lételére utal.

Tegyük ugyanis fel, hogy egy elektromágnesi mótor egy galvanométerrel és a teleppel együtt R ellenállású áramkörben van. Egy i erősségű áram e körben az elektromosság egy egységének átmenetelekor **(660)** egészben véve Ri hőbeli energiát fejleszt, azaz a telep mindegyik elemében feloldott egy elektrochemiai egyenértéksúly czink fejében az áramkörben az Ri energiával egyenértékű hő jelenik meg. És eme hőmennyiségnek nagyobbnak kell lennie, midőn a mótor nyugalomban van, mint a mikor dolgozik; ennélfogva ez utóbbi esetben az áram intenzitásának gyengülnie kell, miként a galvanométer tényleg

mutatja is. De Ri egyúttal az áramkörben működő elektromindító erők eredőjét is kifejezi. Ennélfogva arra a következtetésre vagyunk utalva, hogy valahányszor az elektromos áramnak vezetője valamely mágnesi tér hatásának engedelmeskedve elmozdul, és ennélfogva mechanikai munkát végez, e vezetőben elektromindító erők ébrednek, melyek az áramot fentartó elektromindító erőkkel ellentétesek.

677. Mármost természetes, hogy ugyanezek az elektromindító erők abban az esetben is gerjednek, midőn eme vezető mozgását külső erő, és ezen felül a mágnesi tér hatása létesíti: végre pedig valószínű, hogy szintúgy gerjednek akkor is, midőn ebben az elmozduló vezetőben semmi elektromindító erő sem működik.

És valóban, Faraday kísérletei teljesen beigazolták következtetéseink jogosultságát, mely következtetéseink **Lenz** következő törvényében vannak összefoglalva;

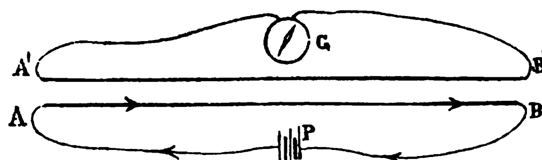
Ha valamely áram vagy mágnes közelében zárt vezetőt elmozdítunk, ebben oly áram kering, mely az áramra vagy a mágnesre visszahatván, a gerjesztő mozgásnak ellenállani igyekszik. Ugyanez a dolog történik akkor is, midőn ez a vezető veszteg marad, s helyette az áramot vagy a mágnest mozdítjuk el.

678. Ez az **elektromágnesi indukczió** tüneménye. A mágnesi teret létesítő áramot *indukáló áram*nak, a viszonylagos mozgástól gerjesztettet *indukált áram*nak mondjuk; az indukáló áramnak áramkörét *elsődleges áramkör*nek, az indukált áramét pedig *másodlagos*nak nevezzük.

679. Ismételjük egyenként Faraday kísérleteit.

A mágnesi tér származzék az AB egyenes vonalú áramtól (831. ábra), melyet P telep tart fen; vele párhuzamosan legyen kifeszítve az $A'B'$ fémdrót, mely a G galvanométert zárja. Először is bizonyosodjunk meg abban, hogy a galvanométer kellő-

képen van elhelyezve arra nézve, hogy az áram közvetetlen hatására ne térjen ki, a mi könnyű, ha a P telep áramkörét zárjuk, míg $A'GB'$ nyitva van. Zárjuk ezután ez utóbbi áramkört is, és a galvanométer zéruson fog maradni mindaddig, míg a két zárt vezető viszonylagos helyzete nem változik, de ki fog térni mindannyiszor, midőn a két párhuzamos darabot egymáshoz közelítjük vagy egymástól távolítjuk.



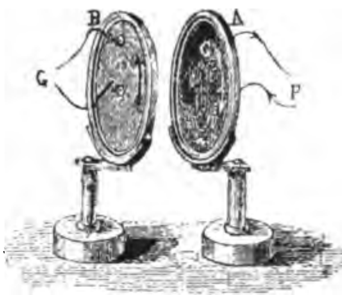
831. ábra. Elektromágnesi indukczió.

A kitérés irányából megtudjuk, hogy *a közelítés az indukáló árammal ellenkező irányút gerjeszt,* azaz B'-től A' felé menőt; *a távolítás megegyező irányú áramot indukál,* azaz A'-től B' felé menőt; és emlékezzünk vissza (**527**), hogy az első esetben az indukált taszítja az indukálót, az utóbbiban pedig vonzza, megfelelőleg a **677.** pontban kifejezett várakozásunknak.

Hogy a kitérések láthatók legyenek, kell, hogy a galvanométer igen érzékeny, a két párhuzamos darab pedig nagyon hosszú legyen.

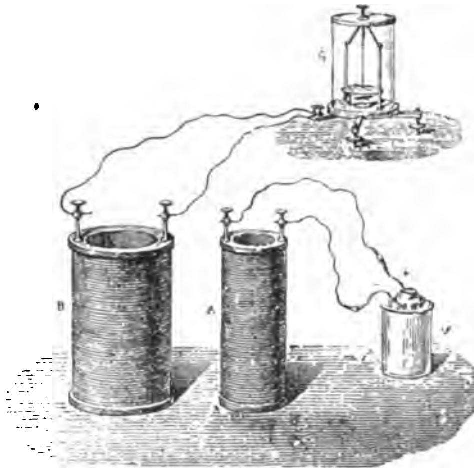
Kényelmesen nyerhetünk szembeötlőbb hatásokat, ha a két drótot spirálisokba csavarjuk. Az A sík spirális (832. ábra) legyen része a P telep áramkörének, s tegyük fel, hogy a középpontban belépő áram a kerületen akként lép ki, hogy a C lapon az óramutató irányában kering; a B spirális legyen a G galvanométerrel zárva, és ennélfogva indukált áramkörként szerepeljen. Ha A-t közelítjük, a galvanométer olyan áramról tanuskodik, mely a D lapon az óramutatóval ellenkező irányban kering, miként a nyil mutatja; ez esetben az

áramok taszítanák egymást (527). Ha A-t eltávolítjuk, az indukált áram a másik áramvezetőben a középponttól a szél felé tart, tehát összevág az indukálóval, tehát vonzaná.



832. ábra. Az áramok taszítása és vonzása.

Mindez hasonlóképen kimutatható két A és B tekercscsel (833. ábra). Ha az elsőt az utóbbiba teszszük, az indukált áram



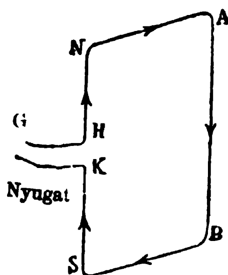
833. ábra. Indukczió tekercsek.

B-ben ellenkező, ha kiveszszük, megegyező az A-beli indukáló árammal, miként a G galvanométer mutatja.

680. Tudjuk azonban, hogy valamely tekercstől származó mágnesi térnek ugyanazon tulajdonságai vannak, mint a melyek egy egyenes vonalú mágnestől származnak (**532**): ezzel összhangzik az a tény, hogy ha mágnest tolunk *B*-be, ebben indukált áram keletkezik, mely ellenkező az AMPÈRE szerint (**534**) a mágnesben keringő áramokkal; ha a mágnest kiveszszük, irányban megegyező áram fog nyilvánulni.

Fölösleges tán megjegyeznünk, hogy az indukált áramok iránya úgy az egyik, mint a másik esetben ellenkezőre változik, ha a mágnest megfordítjuk.

681. A földmágnességtől származó mágnesi térben is gerjednek indukált áramok. Tudjuk már (**531**), hogy valamely zárt vezetőt, melyben áram kering, a föld hatása arra késztet, hogy a lehajló tűre merőlegesen helyezkedjék el; és ha a függélyes körül forgékony, láttuk, hogy a mágnesi délkörre merőlegesen helyezkedik el, kelet felé fordítván azt az oldalát, melyben az áram leszáll.



834. ábra. A földi mágnességtől indukált áram kimutatása.

Fordítva, ha a *HABK* vezetőt (834. ábra) a *G*-ben levő galvanométerrel zárjuk és az *SN* függélyes oldal körül keletről nyugat felé forgatjuk, a galvanométer a nyilak irányában keringő indukált áramról tesz tanuságot, mely a forgás első negyedében a távolításbeli megegyező áramból, a forgás második negyedében pedig a közelítésbeli ellenkező áramból ered.

Ha a forgatást kiegészítjük egy teljes forgássá, először megegyező, aztán ellenkező áramot nyerünk, s ez a két áram ellenkező az előbbeniekhez képest.

Ez a tünemény jobban megmutatható, ha galvanométerrel összekötött tekercset mozdítunk el alkalmas módon. De ha a galvanométer igen érzékeny, az áramkör részét tevő valamely

drótnak legcsekélyebb elmozdulása is elegendő a galvanométer kitérítésére. Ez oknál fogva az indukált áramok tanulmányozásában mindig jobb az indukáló és az indukált vezető közötti viszonylagos helyzetváltozásokat akként véghezvinni, hogy az utóbbi veszteg maradjon.

682. Indukált áramok még a mágnesi tér intenzitásának minden változására is gerjednek a nélkül, hogy bármely elmozdulás történnék. És ez is előrelátható volt, mert a tér gyengítése olyan hatású, mint ha az indukáló áram az indukált vezetőtől távoznék; a tér erősbülése pedig olyan hatású, mint a közelítés. Valóban, ha a 892. ábrabeli két sík spirális viszonylagos helyét nem változtatjuk, és ha az indukáló áram intenzitását csökkentjük, például oly módon, hogy a *P* telep áramkörébe még valamely pótlékellenállást bekapcsolunk: megegyező indukált áramot fogunk megfigyelni; ha ellenben ezt az intenzitást öregbítjük, ellenkező indukált áramot nyerünk.

Hasonlóképen viselkedik a 833. ábrabeli két tekercs, midőn az egyik a másikban van. És nyilvánvaló, hogy az indukáló áramnak megszakítása egyértékű a végtelenbe való távolításával, s ennélfogva megegyező áramot indukál; a zárás megfelel a végtelen távolságból való odahozásnak, és ellenkező áramot gerjeszt.

683. Hasonlóképen gerjednek az indukált áramok, midőn egy lágyvas-darab megosztás útján mágneseződik meg, mert ekkor úgy áll a dolog, mint ha egy mágnest igen nagy gyorsasággal az indukált áramkör közelébe vinnénk. Ezt tekintve, jó megtenni a következő kísérletet. Az *A* tekercset (833. ábra) illeszszük a *B* tekercsbe, míg mind a két áramkör nyitva van; zárjuk először a telep áramkörét, és a galvanométer nem fog kitérni, mert az indukált áram útja meg van szakítva; ezután zárjuk a másodlagos áramkört: most sem fogunk semmi kitérést sem látni. Mármost szakítsuk meg az indukáló áramot: megegyező irányú áramnak megfelelő kitérést fogunk meg-

figyelni. A zárásnak megfelelő ellenkező áram okozta kitérítés ellenkező irányú. Míg az elsődleges áramkör nyitva van, tegyünk beléje egy vasdarabot, mely, ha nem volna épen semmi mágnessége, semmi áramot sem indukálna; valószínű azonban, hogy kicsiny kitérést mégis elő fog idézni, mert minden vasdarab kisebb-nagyobb mértékben meg van mágnesezve; ellenben nagy kitérést fog előidézni, ha akkor teszszük be, miután a telep áramköre már zárva van; mert ekkor ez a vas megmágneseződik s a dolog úgy áll, mintha mágnest tennénk a tekercsbe (**680**).

A kitérés rendkívül nagy, ha az elsődleges áramkört akkor zárjuk, midőn a vas tekercsben van; mert ez esetben a zárás és a vasnak mágnessé válásától indukált áramok hatása összegeződik.

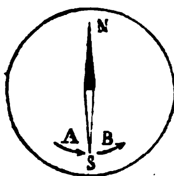
684. Tartsuk szem előtt azt a különbséget, melyet a némelyektól *elektrostatikai indukczió*nak is nevezett elektromos megosztás (**311**), továbbá a mágnesi megosztás (mágnesi indukczió, (**485**), melynél fogva valamely mágnesi térbe helyezett vasdarab mágnessé válik, végre a most tárgyalt elektromágnesi indukczió, vagy a mint szintén nevezik, *elektrodinamikai indukczió*, elénk tár. Az első kettőnek tüneményei maradandók, mert úgy a megosztásbeli elektromosságnak, mint a megosztásbeli (vagy indukált) mágnességnek tüneményei mindaddig tartanak, míg az elektromos illetőleg mágnesi térnek tulajdonságai a vezető illetőleg a mágnesi anyagtól elfoglalt pontokban meg nem változnak, míg az indukált áramok időlegesek, azaz csak addig tartanak, míg valamely vezetőnek egyes pontjaiban a mágnesi hatás változást szenved, és teljesen hiányzanak azon az egész időn át, melyben e hatás állandó marad, bár mekkora légyen is máskülönben az intenzitása.

685. Lássunk még néhány, a Lenz-féle törvénynyel (**677**) megmagyarázható kisérletet.

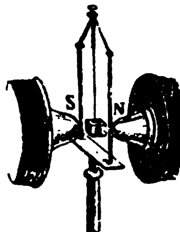
1. Valamely mágnestű lengései sokkal gyorsabban csilla-

pulnak valamely vezető közelében, mint távol minden vezetőtől; ez az oka, hogy a galvanométerek tűi rézzel vétetnek körül. Az *SN* tű (835. ábra) egy rézkorong fölött leng; ha valamely pillanatban a nyilak irányában leng, a *B* tájékon közelítésbeli áramokat indukál, melyek eltaszítják, az *A* tájékon pedig távolításbelieket gerjeszt, melyek vonzzák.

2. Ha a mágnes szilárdan áll és a korong leng a nyilak irányában, az *A* tájékot, mely a tűhöz közeledik, áramok futják át, melyek taszítást szenvednek, a *B* tájékot pedig oly áramok, melyek vonzatnak, úgy, hogy a korong mozgása folyvást új meg új ellenállásra talál.



835. ábra. Mágnestű csillapítása.



836. ábra. Rézkoczka megállása.

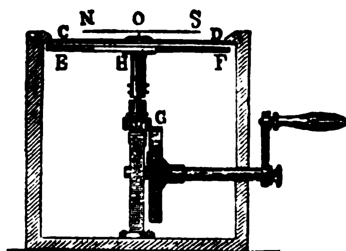
Hasonlóképen a rézből való *R* koczka (836. ábra), mely a felfüggesztő fonál torziója miatt igen gyorsan forog, legott megáll, ha az elektromágnest gerjesztjük, melynek *S* és *N* sarkai között a koczka forog.

3. Ha a rézkorongot forgatjuk a tű alatt, miként a 837. ábra mutatja, hol *EF* a korong, *NS* a tű, úgy a tű maga is ugyanazon irányú forgásnak indul, bár közbe van téve a *CD* kártya- vagy üveglap, mely meggátolja, hogy a levegő mozgása (I, **279**) a tűt magával ragadja. Itt is a sarkokhoz közeledő pontokban oly áramok gerjednek, melyek a sarkokat taszítják, a távolodó pontokban pedig olyanok, melyek a sarkokat vonzzák.

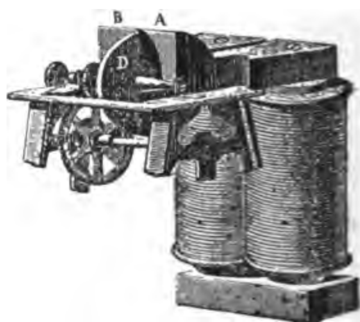
4. Hasonlóképen egy mágnes, melyet a *CD* lap alatt for-

gásban tartunk, a saját mozgása irányában magával ragad egy rézkorongot, mely a tű helyett az *O* csúcsra van felpeczkelve.

5. A *D* rézkorong (838. ábra) fogas kerekek rendszere révén igen gyorsan forgatható az *A* és *B* lágyvas-darabok között, melyek egy elektromágnes sark-felületeinek nyujtványai. Midőn az elektromágnes nincsen gerjesztve, nagy sebességet közlünk a koronggal, mely szabadon mozog a két vasdarab között, és a mozgás fentartására csak a csapok surlódását és a levegő ellenállását kell leküzdeni. De a mint az áram a mágnesező tekercsbe szökken, a korongot a benne gerjesztett áramok fogva tartják. Ha azután a hajtásra megkívántató munka tetemes fokozásával a forgatást mégis folytatjuk, az áramok tovább keringenek a korongban, s felmelegítik, mit egy hőmérővel vagy pedig akként mutathatunk ki, hogy a korongot könnyen olvadó anyaggal bevonjuk. Sőt ha réz helyett Wood-féle ötvényt (I, **449**) használunk, melynek olvadáspontja 70°, sikerül magát a korongot megolvasztanunk. Nyilvánvaló, hogy az ekként kapott hőnek



837. ábra. A tű egyirányú forgása.



838. ábra. Korong megolvasztása.

egyenértékűnek kell lennie a munkával, melyet a mágnes és az indukált áramok közötti elektromágnesi hatások legyőzésére fordítunk.

686. Megismerkedvén eme tüneményekkel, helyén van hogy némi fogalmat szerezzünk az őket kormányzó mennyileges törvényekről.

Hogy először is a **megszakítás és zárásbeli áramokkal** (**682**) foglalkozzunk, használjuk például a **679.** pontban alkalmazott két sík spirálist; állítsuk őket egymással szemközt, s azt, a melyik másodlagosként szerepel, kössük össze a galvanométerrel. A galvanométer kitérése, abszolut érték szerint, úgy a megszakításbeli, mint a zárásbeli áramra nézve pontosan egyenlő. Mind a két áram oly rövid tartamú, hogy némelyek helytelenűl pillanatnyiaknak nevezik; alkalmazhatjuk tehát reájuk az **509.** pontbeli megfontolásokat, és arra a következtetésre jutunk, hogy úgy záráskor, mint megszakításkor a másodlagos áramkörben egyazon elektromosság-mennyiség (**511**) mozdíttatik meg.

Ez a törvény az ezüst-voltaméterrel (**652**) is beigazolható, ha a másodlagos tekercs áramkörébe (833. ábra) iktatjuk s a másik tekercs indukáló áramát ismételve megszakítjuk. A két ezüst lemez súlya nem változik, mi azt mutatja, hogy az áramok két sorának chemiai hatása egymást kiegyenlíti.

De meghatározhatjuk azt az elektromosság-mennyiséget is, melyet a voltaméteren bizonyos számú megszakításbeli áram átvisz; csak azt kell megakadályozni, hogy a zárásbeliek is átmenjenek rajta, mit könnyen elérhetünk, ha zárva tartjuk a másodlagos áramkört, a midőn megszakítjuk az elsődlegest, és megszakítjuk amazt, még mielőtt emezt megnyitnók. E czélra alkalmas megszakítókat szerkesztenek, melyek fogas kerekekből állanak, melyekre rugalmas nyelvek szorulnak.

687. Ha a két tekercs alakját és viszonylagos helyzetét változatlanul megtartjuk, de a másodlagos tekercset a mérőműszerrel összekapcsoló vezetőnek változtatásával az indukáló áram intenzitását is változtatjuk, úgy a galvanométerrel vagy a voltaméterrel egyaránt kimutathatjuk, hogy *amaz elektromosság-mennyiség, mely a másodlagos áramkörben az elsődlegesnek zárásakor vagy megszakításakor mozgásnak indíttatik, az indukáló áram intenzitásával egyenes, a másodlagos áramkör-ellenállásával pedig fordított viszonyban van.*

Ha tehát q azon elektromosság-mennyiség, mely az r ellenállású másodlagos áramkör minden keresztmetszetén az I intenzitású indukáló áram zárásakor vagy megszakításakor átmegy, a következő egyenletet írhatjuk fel:

$$qr = \mathbf{M}I, \qquad (1)$$

hol az $\mathbf{M}$ együttható csakis a két áram geométriai tulajdonságaitól függ.

Azt a q' elektromosság-mennyiséget pedig, melyet ugyanazokkal a vezetőkkel ugyanabban a viszonylagos helyzetben I' intenzitású más áram zárásakor vagy megszakításakor nyerünk, hasonlóképen határozza meg a következő egyenlet:

$$q'r = \mathbf{M}I'. \qquad (2)$$

688. Ha már most az elsődleges áramkört folytonosan zárva hagyva, gondunk van rá, hogy áramának intenzitása előbbeni I értékéről az I' értékre menjen át, azt fogjuk találni, hogy ez esetben a keringésnek indított elektromosság-mennyiség épen $q - q'$, mely mennyiség időleges áramot létesít, megegyezőt vagy ellenkezőt, a szerint a mint az indukáló áram intenzitását csökkentettük vagy pedig fokoztuk.

Ha az $I - I'$ változás τ időben megy végbe, az indukált áram átlagos intenzitása:

$$i = \frac{q - q'}{\tau} \qquad (3)$$

és az indukált elektromindító erő középértéke:

$$\varepsilon = ir = \mathbf{M}\frac{I - I'}{\tau}. \qquad (4)$$

Az i és ε emez átlagos értékei annál közelebb fognak járni a valódi értékhez, mentül kisebb a τ idő, a melyben a változás történik.

Ezen kívül megjegyezzük még, hogy míg az indukált elektromosságnak mennyisége nem függ az időtől, melyben az indukáló áram intenzitásának adott változása végbe megy, addig az

indukált áram elektromindíto ereje, tehát intenzitása is, annál nagyobb, mentűl rohamosabb ez a változás.

689. Tartsuk most állandó értéken az indukáló áram I intenzitását, úgy, hogy például záráskor az (1) alatti egyenlet álljon; ezután változtassuk meg az egyik vagy a másik, vagy mind a két áramkör helyzetét vagy alakját, és legyen $\mathbf{M}_1$ az az érték, melyet az **M** együttható az új körülmények között felvesz. A záráskor indított összes elektromosság-mennyiség, q_1, ekkor a következő egyenletnek **(687)** tesz eleget:

$$rq_1 = \mathbf{M}_1 I. \tag{5}$$

Ha már most zárva tartjuk az indító áramot és a rendszert az első alakzatból ez utóbbiba viszszük át, a másodlagos áramkörben mozgásnak indított elektromosság mennyisége épen $q - q_1$. Ha tehát τ_1 a rendszer deformácziójára fordított idő, ε_1 az indukált áram átlagos elektromindíto ereje és i_1 az átlagos intenzitása, úgy ez esetben a következő egyenlet áll:

$$\varepsilon_1 = i_1 r = I \frac{\mathbf{M} - \mathbf{M}_1}{\tau_1}. \tag{6}$$

690. Ez utóbbi egyenlet és a (4) alatti arra a következtetésre vezet, hogy az indukált elektromindító erő mindenkor egyenlő azzal a sebességgel, melylyel az $\mathbf{M}I$ kifejezés változik.

691. Felici és Neumann kimutatta, hogy a megelőző képletek **M** együtthatójának ugyanaz az analitikai kifejezése van, mint annak, melyet a két áramkör **kölcsönös indukczió együtthatójának** neveztünk, s a melyet az **524.** pontban határoztunk volt meg.

Neumann ezt azon föltevéssel vezette le, hogy az elsődleges áramkörnek mindegyik elemétől a másodlagos áramkörnek valamely elemében indukált elektromindító erő minden pillanatban arányos a két elem viszonylagos sebességével és a viszonylagos mozgás irányában vett összetevőjével azon pondero-

motoros hatásnak **(526)**, melylyel az első elem a másodikra hat, ha ez utóbbit egységnyi erősségű áram futná át.

Azonban nem tekintve NEUMANN feltevéseit, a kölcsönös indukczió együtthatója mathematikai kifejezésének meg nem ingatható kísérleti alapja van, mert FELICI azt minden feltevés nélkül csakis kísérleti úton határozta meg; módszere hasonló volt ahhoz, melyet AMPÈRE két áramelem kölcsönös ponderomotoros hatása törvényének **(526)** megállapitására használt.

Az **574.** pont képleteit felhasználván, **M** méretei meghatározhatók:

$$\mathbf{M} = [T \,.\, \varepsilon : i] = [T\,(L^{3/2}\,T^{-2}\,M^{1/2}) : (L^{1/2}\,T^{-1}\,M^{1/2})] = L,$$

a mint már **524.** pont végén megjegyeztük.

Ha már most a **688.** pont (4) képletében $I - I' = 1$, $\varepsilon = 1$, $\tau = 1$, akkor $\mathbf{M} = 1$; az **M** ezen mértéke a mértékek gyakorlati rendszerében HENRY nevét viseli. Ez más szóval annyit mond, hogy egy áramkör akkor van a **henry**-nek nevezett indukczió egységének alávetve, ha az indító áramnak másodperczenkint 1 *ampèr*rel való változása 1 volt elektromindító erőt indít benne.

692. Ezt előre bocsátva, emlékezzünk vissza **(524)**, hogy két zárt, i és I intenzitású áram kölcsönös energiája ekként van kifejezve:

$$W = -\mathbf{M}iI,$$

és ha még figyelembe veszszük, hogy a (4) és (6) alatti egyenletekből a következők származnak:

$$\varepsilon i \tau = \mathbf{M}\,(I - I')\,i, \quad \varepsilon_1 i_1 \tau_1 = (\mathbf{M} - \mathbf{M}_1)\,I i_1,$$

úgy azt kell következtetnünk **(614)**, hogy a másodlagos áramkörben fejlődő hőbeli energia egyenlő az indukáló és az indukált áram kölcsönös energiájának változásával.*

* Itt legalább egyet akarunk jelezni azon módszerek közül, melyek az ohm meghatározására szolgálnak; e módszer önként kínálkozik a **687**, p. (1) képletének megvizsgálásából.

693. A (4) és (6) képleteket összevetvén, észreveszszük, hogy $\mathbf{M}(I-I')$ és $I(\mathbf{M}-\mathbf{M}_1)$ mennyiségek annak az erő-áramlásnak τ időre eső változását fejezik ki, mely az indukáló áramból kilépve az indukált áramkör negativ oldalán belép s arra következtetünk, hogy *az indukált elektromindító erőt az a sebesség fejezi ki, melylyel az indukált vezetéken áthatoló erő-áramlás változik.*

Ez a törvény általános, s még arra az esetre is áll, a mikor az indukáló rendszer mágnesekből áll, melyeknek vagy az intenzitásuk változik, vagy pedig az indukált rendszerhez viszonyítva, eltolódásban részesülnek. Jelöljük e végből az r ellenállású vezetéken áthatoló erő-áramlásnak Δt időelemre eső változását $\Delta\mathfrak{N}$-nel, s akkor az inditott ε elektromindító erő, valamint az áram i intenzitása a következő módon fejeztetik ki:

$$\varepsilon = ir = -\frac{\Delta\mathfrak{N}}{\Delta\tau}, \tag{8}$$

s a mozgásnak inditott elektromosság mennyiségét, e-t az erő-

A két áramkör alakját és viszonylagos helyzetét akként választjuk, hogy a rendszer méreteit megmérvén, ezekből ki tudjuk számítani az **M** együtthatót, melynek mérete megegyezik a hossz méretével. **M**-et tehát czentiméterekben fogjuk kifejezni és a következő képletbe fogjuk helyettesíteni:

$$r = \mathbf{M}\frac{I}{q}$$

mely képlet a másodlagos áramkör ellenállásának a **687.** p. (1) képletéből származó értékét fejezi ki. Ugyanebbe helyettesítjük az indukáló áram I intenzitásának értékét, melyet a *C. G.S.* -rendszerben valamely galvanométerrel (**504**) határozhatunk meg, úgyszintén azon q elektromosság-mennyiség értékét, mely a másodlagos áramkörben az elsődlegesnek megszakításakor mozgásnak indíttatik, mely mennyiség ugyanazon mérték-rendszerben galvanométer segítségével határozható meg (**514**). Ily módon r értékét a *C. G. S.* rendszerben nyerjük és a czentiméterek bizonyos számának és a másodperczek valamely számának hányadosával lészen kifejezve. Hogy azután a gyakorlati rendszerre (**575**) menjünk át, azaz hogy meghatározzuk azon *ohm*ok számát, mely az indukált áramkör r ellenállását méri, az előbbeni értéket csak 10^9-nel kell osztani.

áramlás változásának az ellenálláshoz való viszonyával fogja adni, vagyis

$$e = -\frac{\Delta \mathfrak{N}}{r}. \qquad (9)$$

Ezekben a képletekben azok az elektromindító erők veendők pozitiv jellel, melyek az áramkörnek indukczió következtében negativvá lett oldalán belépő erő-áramlásnak kisebbedéséből erednek.

Hogy ezt a szabályt jobban emlékezetünkbe véssük, nem fölösleges egy külön esetre: dróttal körültekert sík keretre gondolni, mely a földmágnesség terében függélyesen, a mágnesi meridiánra merőlegesen áll és függélyes tengely körül foroghat. A föld mágneserejéből eredő, rajta áthatoló erő-áramlás a **340.** pont (5) képlete szerint kiszámítható, ha a H horizontális intenzitást az áramkör S felületével megsokszorozzuk, ez alatt mindazon felületek összegét értvén, melyeket a rámára tekert drót egyes menetei bekerítenek. A tér iránya tudvalevőleg dél-északi s ha a keret a függélyes tengely körül megfordul, a fordulást gátló áram indíttatik benne (**677**) olyan tehát, hogy a dél felé néző oldala negativvá lesz s a rajta átmenő erő-áramlás eközben kisebbedik. Az áram erről az oldalról tekintve, az óramutató irányában fog keringeni, vagyis a keret keleti függélyes darabján leszálló fog lenni.

Jobb kezünk három első újját lebocsátván, a mutatóujj a tér irányában mutasson s a hüvelykujj a (tér irányához viszonyított) mozgás iránya felé legyen fordítva: ha a középsőujjunkat ekkor a vezeték bármely részéhez illesztjük, az ujj az indukált áramnak ezen részbeli irányát fogja megmutatni. Ez a Jenkin-től kieszelt emlékezeti szabály egyik-másik esetben hasznos szolgálatot tehet.

694. Mialatt a keretet 90°-kal elfordítjuk, azaz a mágnesi meridiánba helyezzük, a negativ oldalán áthatoló erő-áramlás HS-ről zérusra csökkent s még további $-HS$-szel fogy, ha 90°-al még tovább fordíttatik; e szerint a félfordulatnak megfelelő csök-

kenése az áramlásnak $2HS$ s az r ellenállású vezetékben mozgásnak indított elektromosság mennyisége

$$e = \frac{2HS}{r}. \tag{10}$$

Ennek az elektromosságnak a mennyisége meghatározható, ha az áramkörbe ballisztikus galvanométert (**509**) iktatunk; s ha még r és S ismeretesek, a földmágnesség vizszíntes erő-összetevője számítható ki belőle.

Ezt a módszert igen gyakran használják valamely **mágnesi tér intenzitásának meghatározására**. A ballisztikus galvanométerrel kis áramtekercset kötnek össze; H ha ismeretes, nem is kell S felületet közvetetlenűl ismerni. A tekercset meneteivel a tér irányára merőlegesen állítjuk s meghatározzuk ennek félfordulata közben mozgásnak indított elektromosság e' mennyiségét. A (10) képlet alapján a keresett $\mathcal{H}$ intenzitás

$$\mathcal{H} = \frac{e'r}{2S} = \frac{e'}{e} H.$$

695. Tekintsünk most egy hosszú csövet, melyen hosszegységenként I intenzitású áramtól átáramlott n menet egyenletesen el van osztva; az **538.** pont szerint az ő A keresztmetszetén átmenő erő-áramlás

$$\mathcal{N} = 4\pi AnI. \tag{11}$$

Egy másik rézdrót, mely ezt az elektrodinamikus szolenoidot közepe táján körülfogja, n_1-szer akkora áramlást bocsát át a keresztmetszeten, ha n_1 menetből áll; azért is ballisztikus galvanométerrel az áramkörbe záratván, az I intenzitású áram megszakításakor megmozdított elektromosság mennyisége a (9) képlet szerint

$$e = \frac{n_1 \mathcal{N}}{r} = \frac{4\pi A n n_1 I}{r}, \tag{2}$$

és kétszer akkora lenne, ha I áram megfordíttatnék.

Mindaddig, míg a szolenoid menetei a levegőben vannak,

a belső tér intenzitása **(550)** $\mathcal{H}=4\pi nJ$; de ha a csőbe pl. A' keresztmetszetű vashenger tétetnék, a henger belsejében az indukczió a permeabilitásától függne **(551)** és épen $\mathcal{B}=\mu\mathcal{H}$ lenne. Azért is az indukált áramkörön átmenő erő-áramlás, a helyett, hogy a (2)ben kifejezett értékkel birna,

$$\mathcal{N}=n_1\mathcal{H}\,(A-A'+\mu A') \tag{3}$$

értékű leszen. Ha a drót közvetlenül a vashengerre van fölcsavarva, $A'=A$ s akkor

$$\mathcal{N}=n_1\mathcal{B}A=n_1\mu\,\mathcal{H}A=4\pi n_1 nI\mu A.$$

Feltéve, hogy az indukáló áram meg is fordíttatik, az n menetben mozgásnak indított elektromosság mennyisége nyilván

$$e=\frac{8\pi nn_1 I\mu A}{r},$$

mely ballisztikus galvanométerrel megméretvén, a vashenger $\mathcal{H}$ mágnesező erejének megfelelő μ permeabilitása a képletből kiszámítható.

696. Minden áramátfutotta vezető, miként már megjegyeztük, a mágnesi tértől s általában minden külső hatástól függetlenül, és csak azon puszta ténynél fogva, hogy benne áram kering, belső energiával rendelkezik. Azonban az energia megmaradásának elve szerint kell, hogy ezt az energiát a telep chemiai munkájából akkor kapta légyen, a midőn az áram benne létrejött. Ennélfogva a zárás első pillanataiban a chemiai energia nem fog egészen hővé átalakulni, mivel az áramkört ilyetén helyzeti energiával is el kell látnia. A **676.** pontbeli okoskodás során tehát azt következtetjük, hogy a zárás pillanatában a telepével ellenkező elektromindító erőnek kell gerjednie, melynek értéke

$$\varepsilon'=\mathbf{L}\frac{\Delta I}{\Delta t}, \tag{12}$$

hol **L** az áramkör **önindukcziós együtthatója**, ΔI pedig az áramintenzitásnak Δt időbeli növekedése; minthogy $\mathbf{L}I$ az áram-

tól eredő, az áram saját vezetékén átmenő erő-áramlást jelenti, s minthogy **L**, ha a vezeték alakja nem változik, állandó: az egyenlet jobb oldala az erő-áramlás változásának sebességét jelenti. **(693.)**

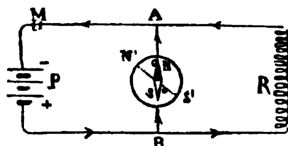
S megfordítva, midőn valamely már létrejött áramot megszakítunk, az áramkör elveszti belső energiáját, tehát ezzel egyenértékű hő fejlődik benne, s ennélfogva a telep elektromindító erejéhez indukált elektromindító erő adódik, úgy, hogy az áram mielőtt megszűnnék, az áramkörnek maga-magára való indukcziójából származó áram hozzájárulása miatt, vagy miként FARADAY mondotta, a **különáram** (extra-áram) hozzájárulása miatt, hirtelenül erősebbé válik.

Ez esetben is a különáram fejlesztette hő egyenértékűnek találtatott a belső energiával, melyet eltűnik, s a mely $^{1}/_{2}\, LI^{2}$ szorzattal, vagyis az intenzitás négyzetének és az áramkör önindukczióbeli együtthatójának félszorozmányával kifejezettnek mondottunk **(525)**.

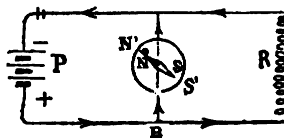
A különáram létezése többféleképen mutatható ki. Ha az áramkör egyszerűen két egyenes vonalú és párhuzamos darabból áll, az önindukczió együtthatója annyira kicsiny, hogy csekély vagy semmi különáram nem keletkezik; de ha többrendbeli tekervényből áll, s még inkább, ha vasmag körül van tekerve, a különáram annyira erős, hogy a mikor egy ilyen tekercset a telep áramkörébe iktatunk, megszakításkor az izzás gyenge szikrája **(623)** helyett fényes és csattanós szikrát kapunk, pedig a tekercs bekapcsolásával az összes ellenállást növeltük, s ennélfogva a telep előbbeni áramának intenzitását csökkentettük.

A megszakításbeli különáram irányának megmutatására az áramkörben a *P* telep (839. ábra) és az *R* tekercs között két elágazó pontot, *A* és *B*-t választunk s ezek közé galvanométert kapcsolunk be. Tegyük fel, hogy zárt áramkör esetében az áram a nyilak irányában kering, úgy, hogy a tű az elágazó áram hatására az *SN* mágnesi délkörből kitérve *S'N'*-be helyez-

kedik; akadályozzuk meg ezt a kitérést oly módon, hogy az északi sarktól balra egy kis gátat állítunk, s ezután szakítsuk meg az áramkört a telep és az elágazás között, például M-ben. A megszakítás pillanatában a tű hevesen jobbra lódul, mi arról tanúskodik, hogy R-től A felé a telep áramával megegyező irányú áram kering. És ez a *megszakításbeli különáram.*



839. ábra. Megszakításbeli különáram.



840. ábra. Zárásbeli különáram.

Engedjük most meg, hogy a tű szabadon elmozdulhasson az áram hatására, és a midőn $N'S'$-ben van (840. ábra), állítsunk fel N-től jobbra egy kis gátat, mely a tűnek a mágnesi délkörbe való visszatérését megakadályozza. Nyissuk a telepet és a tű veszteg fog maradni; de ha újra zárjuk, még jobban fog balra lódulni, mi annak a jele, hogy a BA ág nemcsak a telep áramának enged útat, mely áram a tűt épen $S'N'$-be térítené, hanem útat enged még egy másik múlékony áramnak, mely BA-ban a telep áramával megegyező irányú, következőleg R-ben vele ellenkező irányú. Ez a *zárásbeli különáram,* melynek az a hatása van, hogy a zárásra következő első pillanatokban az áram gyengébb.

697. Az eddigiek után megállapított dolognak tekinthető, hogy az önindukczió hatása miatt valamely orsóban az áram nem éri legott azt az I intenzitást, melyet a telep e elektromindító ereje és az áramkör R ellenállása Ohm törvénye szerint meghatároz; hanem hogy ezt csak valamicskével később éri el és kezdetben gyengébb marad.

Legyen I az áram intenzitása a változó állapot valamely pillanatában; ennek a (12) képlet szerint minden pillanatban a következő egyenletnek kell megfelelnie:

$$\varepsilon-\varepsilon'=\varepsilon-\mathbf{L}\frac{\Delta I_1}{\Delta t}=RI_1,$$

s az integrálszámítás megmutatja, hogy

$$I_1=\frac{\varepsilon}{R}\left(1-\mathrm{e}^{-\frac{Rt}{\mathbf{L}}}\right)=I\left(1-\mathrm{e}^{-\frac{Rt}{\mathbf{L}}}\right),$$

hol $\mathrm{e}=2{,}718\,28\ldots$ a természetes logarithmusi rendszernek alapszáma, t az áramzárás pillanatától számított idő, I pedig az áram végleges intenzitása.

A I és I_1, különbsége az idővel rohamosan fogy, úgy, hogy annyival inkább elhanyagolható, mennél kisebb $\mathbf{L}$ viszonya az R-hez, mely időt jelent s az illető vezetékre nézve jellemző állandó.

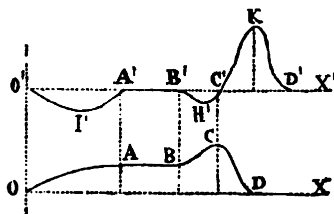
Megállapítottnak tekinthető az is, hogy a megszakítás pillanatában az intenzitás nem száll le rögtön zérusra, sőt előbb emelkedik.

Az elsődleges tekercsben **(678)** keringő áram ilyetén változásainak kell betudni, hogy a másodlagos tekercsben a megszakításkor indukált megegyező áramoknak más tulajdonságaik vannak, mint a záráskor indukált ellenkező áramoknak.

Az egyik fajta indukált áramokban keringő elektromosság mennyisége egyenlő a másik fajtabeliekben keringőnek mennyiségével **(686)**; de nem így az időtartamuk, mely kisebb a megszakításbeli, nagyobb a zárásbeli áramokra nézve, és ennélfogva **(688)** ez utóbbiak gyengébbek az előbbenieknél.

Hogy e dologról számot adjunk, számítsuk az időt az OX vízszíntes irányában (841. ábra), és az indukáló áram bármely pillanatbeli intenzitását tüntessük elő erre az egyenesre merőleges hosszakkal. Az OA ív a zárásbeli különáram okozta intenzitás-változásnak törvényét tünteti elő, mely külön áram a telep áramát gyengíti, s ez utóbbit, midőn később állandó értékét elérte, az AB vízszintes egyenes tünteti elő; még később, megszakításkor, az intenzitás B-ből C-re szökik fel, mielőtt D-be, vagyis zérusra leszállana.

A felső görbe vonalak az indukált áramok intenzitásának járását tüntetik elő. Az $O'I'A'$ ív megfelel a zárásnak, az $A'B'$ vízszíntes darab a zérus-intenzitásnak azon az időn át, melyben az indukáló áram állandó marad; a $B'H'C'$ ív a megszakításbeli különáram gerjesztette ellenkező áramot, végre $C'KD'$ a megszakításbeli megegyező áramot tünteti elő; ez utóbbiban a $C'KD'$ területtel arányos elektromosság-mennyiség kering,



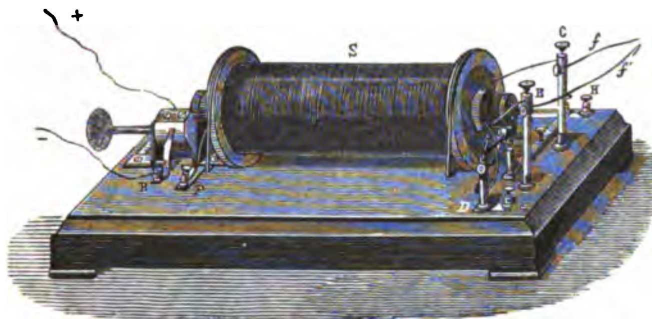
841. ábra. A különáram ábrázolása.

mely egyenlő azon mennyiségek összegével, melyek ellenkező irányban keringenek és az $O'I'A'$ és $B'H'C'$ területekkel arányosak. Nyilvánvaló tehát, hogy a K merőlegesnek nagyobbnak kell lennie a többieknél és hogy ennélfogva a megszakításbeli megegyező áramnak nagyobb intenzitásúnak kell lennie a zárásbeli ellenkező áramnál.

698. A záráskor és megszakításkor indukált áramok igen rövid tartama az oka, hogy az indukczió elektromindító ereje igen nagy (**688**), az elektromótoros gépekéhez fogható; ennélfogva az indukált tekercs drót végein egy pillanatra oly nagy elektromos potencziál-különbség létesül, mely elegendő lehet arra, hogy néhány czentiméteres szikrákat ugrasson át, míg az elsődleges áramkörbe iktatott telep elektromindító ereje egymagában még egy század-milliméteres szikra létrehozására sem elegendő.

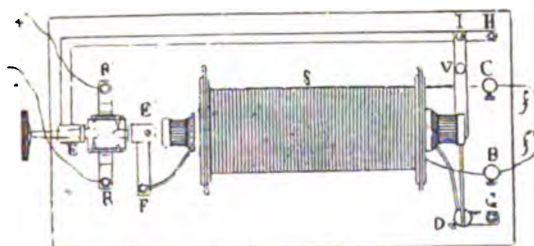
Mivel továbbá a megszakításbeli elektromindító erő nagyobb a zárásbelinél, az indukált vezető végei közötti ütőtávolságnak (**413**) is nagyobbnak kell lennie az első esetben.

699. Mindezek a tények pompásan kimutathatók a **Ruhmkorff-féle géppel**, melyet egészében a **842. ábra**, **alaprajzában** **pedig** a **843. ábra** tüntet elő.



842. ábra. A Ruhmkorff-féle gép.

Az indukáló tekercs lehetőleg vastag rézdrótból áll, s egy vasdrót-nyalábot övez körül, őt magát pedig az indukált tekercs övezi körül, mely jól elszigetelt vékony drótnak néhány ezernyi tekervényéből áll.



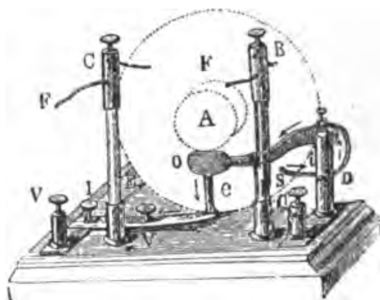
843. ábra A Ruhmkorff-féle gép alaprajza.

Az indukáló drót végei a *D* és *F* drótszorítóhoz vannak kapcsolva, az indukált drót végei pedig az üveglábakra erősített *B* és *C* drótfogóhoz.

A telep áramvezetői *R* és *R'*-ben egy *kommutátorba* vannak bekapcsolva, mely lehetővé teszi vagy az *R'E'* és *RE*, vagy

pedig az $R'E$ és RE' kapcsolatokat s így az áramkeringésnek az elsődleges tekercsben tetszés szerint való megfordítását.

Tegyük fel, hogy a kommutátor akként van állítva, hogy E' a telep pozitiv sarkával közlekedik; ekkor az áram E'-ből F-be, innét az indukáló tekercsbe megy és a D fémoszlopocskához és a *rezgő megszakító*hoz (844. ábra) érkezik; ez az o



844. ábra. A Ruhmkorff-féle gép rezgő megszakítója.

kicsiny lágyvas-kalapácsból áll, mely a vasdrótokból való A magnak horgonyaként szerepel és D-vel egy rézrugó révén közlekedik; a mikor a vasmag nem vonzza, az e üllőre támaszkodik.

A telep árama tehát D-től az o kalapácshoz s innét az e ülőhöz megy, és a VIE rézszalagon R-ben a kommutátorhoz visszatér (843. ábra). De ekkor a vasmag mágnessé válik, felemeli a kalapácsot; de minthogy ekkor az áram megszakadt, a kalapács visszaesik az ülőre; de ebben a pillanatban az áram ismét létrejön, azután újra megszakad és így tovább.

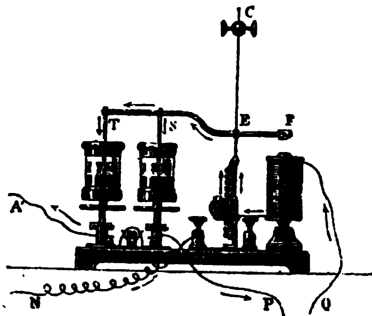
Ily módon a megszakítások és zárások rohamosan követik egymást; mindegyikök létrehozza a másodlagos tekercsben a megfelelő indukált áramot, mely a B és C drótszorító közé iktatott bármely vezetőn átvezethető.

700. Ha az f és f' közötti zárlat meg van szakítva, a megszakítás helyén szikrák ugranak át (**698**); és kimutatható, hogy

egyazon indukáló áram mellett az ütőtávolság kisebb, ha kiveszszük a vasdrót-nyalábot, mely mágnessé válván, az indukcziót fokozza.

Ha a másodlagos áramkör megszakítása nem lép túl bizonyos határt, egy-egy szikra úgy záráskor, mint a megszakításkor keletkezik; de ezen a határon túl csak megszakításkor keletkezik, és pedig a nagyobb elektromindító erőnél fogva (**698**), melynek növelését előmozdítják mindazok a körülmények, melyek az elsődleges áram megszűnését gyorsítják.

Az ülő és a kalapács között a különáram (**696**) vaskos szikrái ugranak át; és hogy emez áramnak tartama csökkenjen, arra gondoltak, hogy az elsődleges áram szigetelő folyadékokban, például alkohol vagy terpentinolajban szakíttassék meg; és valóban, eme fogással sikerült az indukált áramkör ütőtávolságát növelni.

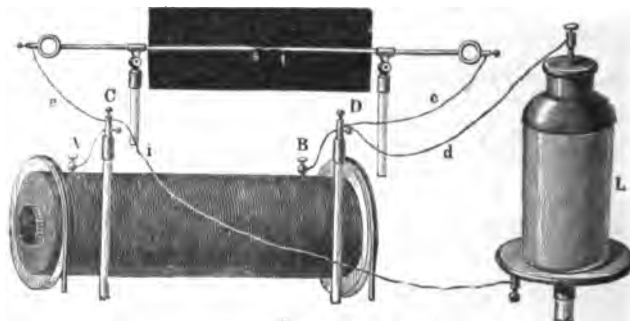


845. ábra. Foucault megszakítója.

Nagyon hatásos a **Foucault megszakítója** (845. ábra), mely egy egészen külön, 2—3 Daniell-elemmel gerjesztett kicsiny elektromágnessel dolgozik. Az áram Q-n át lép be, átfutja a mágnesező spirálist, ezután az E függélyes rugón és az S platina-csúcson át egy edényke higanyába lép, mely a visszavezető P dróttal van kapcsolatban; ily módon az elektromágnes, legyőzve az E rugó ellenhatású erejét, vonzza az F lágyvashorgonyt, és az FT emeltyü lengéseket végez, melyek annál

gyorsabbak, mentül mélyebben van a *C* ellensúly (I, **121**). Azonban ez az emeltyű *T*-ben egy második platina-csúcscsal is el van látva, mely szintén egy edényke higanyába merűl, s ekként időszakosan megszakíttatik a *Ruhmkorff*-féle gépet gerjesztő áram, mely *N*-en át az *E* rugóba megy s az *A'* dróton át visszatér a telephez, miután a gép elsődleges tekercsét átfutotta volna. A megszakítások alkoholban történnek, mely az edénykék higanyát borítja.

701. A megszakításbeli indukált áram tartama még inkább apad, s ezzel a nyerhető szikrák még hosszabbakká válnak, ha az indukáló tekercs végeit egy sűrítő két fegyverzetével kapcsol-



846. ábra. Ütőtávolság mérése.

juk össze; mert ezt a sűrítőt a megszakításbeli különáram megtölti, és a midőn kisűl, a tekercsbe egy rohamos, a telepével ellenkező áramot szökkent, mely meggyorsítja a vasnyaláb mágnességének megszűnését. Ez a sűrítő sok ónpapiros-lapból áll, melyek paraffinozott papiros-lapokkal váltakoznak és a gép alapzatába vannak rejtve.

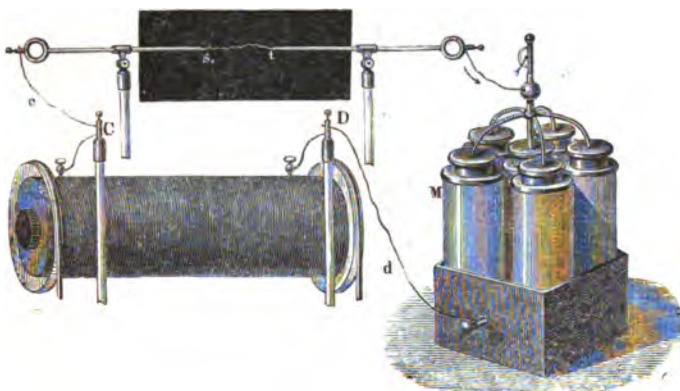
Mindezen javítások segítségével sikerült félméter hosszú kisűléseket létesíteni, melyek élő testen átmenve, bizonyára halálosak volnának. Sőt Spottiswoode azt állítja, hogy hatalmas tekercsével sikerült 1,08 m. hosszú szikrákat is előállítania.

702. Az indukált áramkör *C* és *D* drótszorítóit az *c* és *e* vezetők segítségével összekapcsolhatjuk valamely *st* kisütővel

(846. ábra), hogy kényelmesen megmérhessük az ütőtávolságot; ily módon példával kimutatható, hogy az ilyes nagy potencziál-különbségek esetében az ütőtávolság nagyobb, midőn az *s* pozitiv vég csúcsos, a *t* negativ vég pedig korong **(414).**

Ha a *C* és *D* csíptetők ezenfelül még valamely *L* sűrítő fegyverzeteivel közlekednek, látni fogjuk, hogy a szikrák megrövidülnek, de fényesebbekké és csattanósabbakká válnak.

703. Hogy a Ruhmkorff-géppel valamely telepet megtöltsünk, a kisérletet a 847. ábrában előtüntetett módon kell elrendezni, azaz a fegyverzetek egyikével közlekedő áramvezetőben *st* megszakítást kell hagyni, hogy kizárjuk **(700)** a zárásbeli



847. ábra. Telep töltése a Ruhmkorff-féle géppel.

áramokat; mert máskülönben a megszakítónak minden egyes lengésekor egyenlő és ellenkező elektromosság-mennyiségek **(686)** érkeznének a fegyverzetekre és a telep nem töltetnék meg.

704. A Ruhmkorff-gép kiválóan alkalmas a **ritkított gázakban való kisülések** tanulmányozására. E végből légszivattyú tányérjának közepébe fémgömböt illesztünk, mely az indukált tekercs egyik sarkával közlekedik; a tányért lebo-

rítjuk a hengeres haranggal, mely a tetején másik gömbbel van ellátva; ez a másik sarkkal közlekedik.

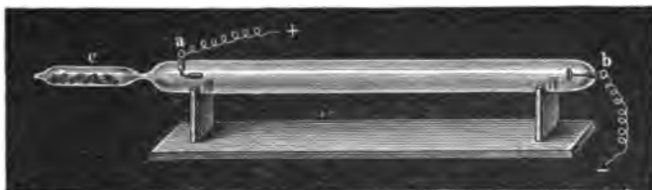
Mérsékelt ritkításkor néhány violaszínű hosszmenti sáv köti össze a két gömböt, melyek az egymást követő sok kisülés-től származnak s a melyek képei a retinán megmaradnak s ennélfogva összeolvadnak. Ha a levegőt tovább szivattyúzzuk, e sávok kiszélesednek és elmosódnak; ezután a harang egészen megtelik csaknem egyenletes csillámlással; végre 2 mm. higany-oszlop nyomásán alul a tünemény a 848. ábra képét mutatja.



488. ábra. Elektromos szikra a ritkított gázban.

A negativ elektródot lilaszinű fényburok veszi körül; a pozitivtól rétegezett fénynek vörös szinű kévéje indul ki; a kétféle fényt sötét köz választja el, mely a ritkítással szélesbedik, miközben a negativ elektródot környező aureola szintén kiszélesbedik. A rétegződés könnyebben képződik, ha a harangba kevés étergőzt, vagy terpentingőzt vezetünk. Azonban eme tünemények létesítéséhez jó légszivattyú kívántatik, vagy pedig higany-légszivattyúhoz kell folyamodni.

705. A ki ilyennel nem rendelkezik, szerezze meg legalább a 849. ábrában előtüntetett csövet, mely rendkívül tanulságos. E csőnek két elektródja van, *a* és *b*, melyek az üvegbe vannak forrasztva; ezenkívül a *c* csövecskével közlekedik, melyben marókáli van. Midőn a cső a lehető legjobban kiszivattyúztatott, a marókálit melegen tartották, s ezután légmentesen elzárták. A következő lehűléskor a káli még inkább tökéletesíti ezt a szélső ritkítást, mert a visszamaradó vízgőzöket elnyeli. Ezzel a fogással az ekként megritkitott levegő ellenállása jóval a minimumon alul (**420**) van, és ha a csövet, miként a **420.** pont-



849. ábra. Crookes-féle cső.

ban tettük, elágazásba kapcsoljuk, a kisülés inkább a szabad levegőn át megy végbe, hacsak a kisütő gömbjei nagyon széthúzva nincsenek.

Ha most a kálit *c*-ben lassacskán hevítjük, parányi vízgőzt bocsát ki, és a cső belsejében fehéres szinű gyenge ragyogás mutatkozik, mely a negativ elektródtól indul ki. Ugyanekkor a cső falai az üveg színezete szerint almazöld vagy azúr színben élénken fluoreszkálnak (**252**). Ha a kálit tovább hevítve, a vízgőz sűrűségét növeljük, a fluoreszkálás gyengül és a pozitiv elektródról felhő válik le, melyet egy második, harmadik felhő követ; ekként keletkeznek a rétegek, melyek fokozatosan mind finomabbakká válnak, a minthogy a sötét köz és vele együtt a negativ fény is szűkebbre szorul, míg végre a kisülés bíborszinű szál alakjában megy át.

Ha ezután a kálit hűlni és a vízgőzt ismét elnyelni engedjük, a pozitiv fényszál kiszélesbűl és rétegeket tüntet elő,

melyek eleintén sűrűn vannak, azután ritkábbakká válnak, s a melyek a káli felé húzódnak, mintha csak az üveg zöld fluoreszkálásától űzetnének erre; ez a fluoreszkálás a másik végen gerjed, folytonosan tovább terjed, és midőn az utolsó pozitiv felhőt is elűzte, a cső egész falát beborítja.

706. Itt tehát két jól megkülönböztethető állapot van. A pozitiv fény túlnyomó a mérsékelt ritkításokban bizonyos határig, mely a légneműnek maximális vezető képességével (**420**) látszik összeesni. Ezen túl, egészen a legnagyobb fokú ritkításig, a negativ fény kerekedik felül.

A kisülésnek ez a két formája többféleképen különbözik egymástól. A pozitiv fény a cső görbületeit követve, a negativ elektródot keresi, úgy, hogy kacskaringós csöveket készítenek, melyek tartalma mintegy 3 mm. nyomásra van ritkítva, és tüzes vonásokkal virágokat, neveket, stb. mutatnak.

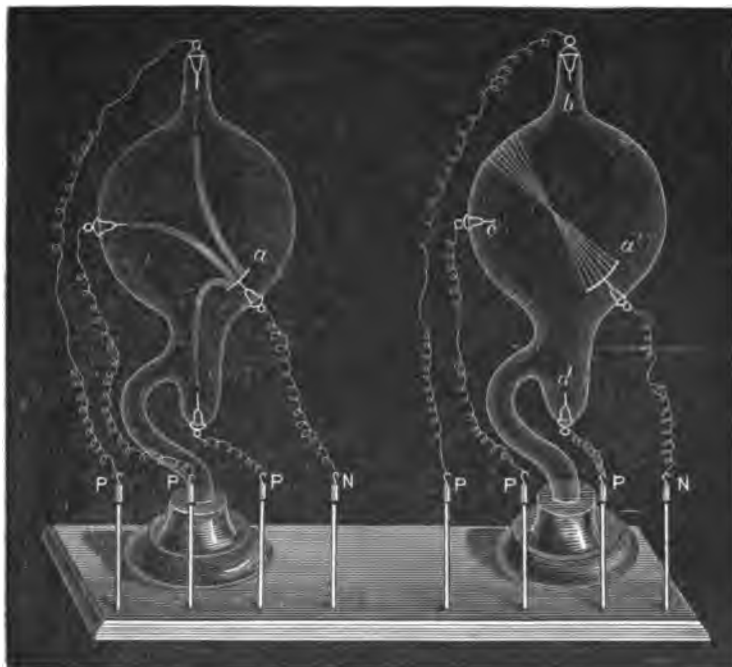
A negativ fény egyenes vonalban, elektródjára merőlegesen megy, a nélkül, hogy a másik elektród hollétével törődnék, és a hol az üvegnek neki megy, fluoreszkálást gerjeszt.

707. Ez a különböző magatartás szembeötlővé válik **Crookes csöveiben**, melyek közül néhányat le fogunk írni.

Két üveggömb, mindegyikének három tűalakú drót elektrodja van, *b*, *c* és *d* (850. ábra), melyek a pozitiv elektróddal közlekednek, és egy homorú elektródja *a*, mely a negativ elektrodhoz van kapcsolva. Az első golyóban a meghagyott nyomás 2 mm-nél nagyobb, a másodikban egy milliomod atmoszféránál (0,00076 mm. higanyoszlop) alul van. Az elsőben három ív jelen meg, melyek a pozitiv elektródoktól a negativ felé tartanak; a másodikban a homorú elektródtól egyenes vonalú sugarak indulnak ki, melyek az elektród középpontjában kereszteződnek s a szemközt levő falon szép fluoreszkáló foltot idéznek elő.

708. Ha a negativ elektródtól kiinduló sugarak útjokban akadályra találnak, ennek árnyékát a szemközt levő falra vetik, a mi igen csinosan megmutatható a 851. ábrabeli készülékkel, melyben a pozitiv elektród gamós kapocscsal ellátott *b* keresztet tart.

Midőn a kereszt fel van állítva, árnyéka *cd* éles körvonalak-

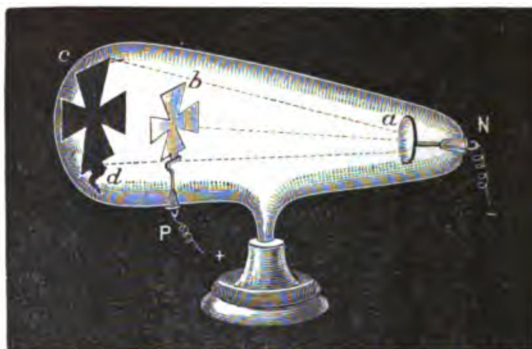


850. ábra. Crookes-féle csövek.

ban tűnik elő az üveg ragyogó alapján. Ha azután lebuktatjuk, az árnyék helyén a gyengébb fényű alapon világos kereszt tűnik elő, mi arról tanúskodik, hogy az üvegnek fénygerjesztő tulajdonsága idővel meggyengül, épen úgy, a mint szemünk retinája elfárad és az ellentétbeli képek érzetét kelti fel bennünk **(163)**.

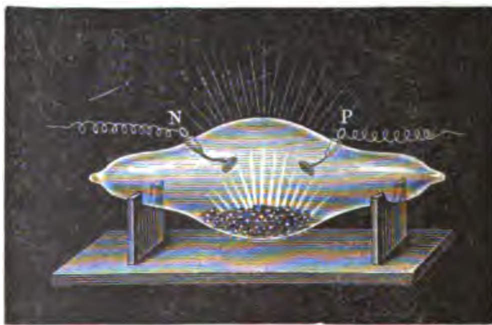
A különböző anyagok foszforeszkálása rendkívüli fényes-

séggel nyilvánul, ha ez anyagokat kiszivattyúzott és elektródokkal felszerelt golyócskába teszszük (852. ábra).



851. ábra Crookes-féle cső.

A kalcziumszulfid kékes fényt áraszt, az égetett korall zöldet vagy hússzinűt, a spodumen (aluminium és lithiumszilikát) aranysárgát, a rubin ragyogó vöröset, a gyémánt zöldet stb.



852. ábra. Fluoreszkálás a Crookes-féle csőben.

709. De a negativ elektródról kiinduló sugarak kaloreszkálást **(250)** is létesítenek: izzóvá tesznek és megolvasztanak egy platina lemezt, melyen összegyülemlenek. A lemez *b*-ben (853. ábra), a negativ sarokkal közlekedő és aluminiumból való

a homorú-tükör középpontjában van; a pozitiv sark a gömb tetején lévő *P* csúcscsal közlekedik.

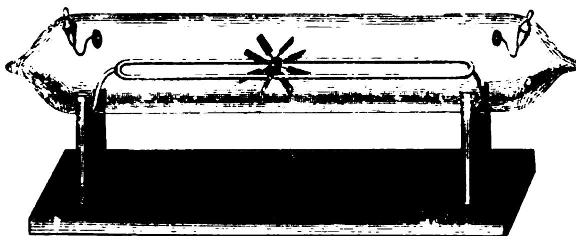


853. ábra. Kaloreszkálás a Crookes-féle csőben.

710. Az elektromos energia eme fajának egyéb átalakulásai között ott van a mechanikai munka is. A 854. ábrabeli csőben levő, üvegsínekre tett csillámkerék a kisülés hatására forgásnak indul és a pozitiv sark felé gördül.

711. Crookes úgy vélekedett, hogy eme szép kísérletek, melyek egynémelyike Hittorf-tól származik, úgy tekinthetők, mint a bizonyítékai annak a már Faraday-tól kifejezett véleménynek, hogy az anyagnak a szilárd, folyós és légnemű halmazállapoton kívül még egy negyedik halmazállapota van.

A légneműeknek elmélete szerint, melyet a XII. és XXIV. fejezetben foglalatosan előterjesztettünk, az egyes molekuláknak


854. ábra. Csillámkerék forgása a Crookes-féle csőben.

egymásra következő két ütközése közötti szabad mozgása a ritkítással növekszik, és kiszámítható, hogy a légköri nyomás milliomod részénél kisebb nyomás alatt ez a szabad mozgás

néhány czentiméternyi, tehát a CROOKES-féle csövek méreteihez fogható lehet. Ekkor a különböző légnemű anyagok megkülönböztető tulajdonságai már elmosódnak; a belső surlódás nem marad többé független a nyomástól, hanem ezzel együtt csökken; a molekulák túlnyomó része átfuthatja az edényt egyik végétől a másikig a nélkül, hogy más molekulákba ütköznék: CROOKES szerint így esik meg, hogy a nyert impulzus őket eltaszítja, és midőn az útjokban levő különböző akadályokba ütköznek, foszforeszkálást, hevítést és mechanikai munkát létesítenek, miközben nyert eleven erejöket elvesztik.

CROOKES a képzelt negyedik halmazállapotot **sugárzó anyagnak** nevezi. De csak kevés fizikus fogadta el eszméit, ámbár, az igazat megvallva, nincs bennök semmi, a mi visszatarthatna attól, hogy megkülönböztessük azokat a körülményeket, melyek között a légneműeket rendszerint figyeljük meg, azoktól a körülményektől, melyek között akkor vannak, midőn valamely adott térben jelenlevő molekulák annyira meg vannak ritkítva, hogy jóformán sohasem találkoznak egymással.

712. De vannak, a kik még azt is tagadják, hogy a fluoreszkálást, a hevítést és a mechanikai munkát a légneműek molekuláinak ütközése okozza, s e helyett azt állítják, hogy eme tünemények azoktól a részecskéktől származnak, melyek az elektródról leszakíttatnak s minden irányban szétszóratnak; és ennek bizonyságául felhozzák, hogy a cső falai idővel tükröző platina-, arany- vagy ezüstréteggel vonódnak be, ha a negativ elektród ezekből a fémekből van, és hogy még az aluminium is, bár a tovavitelnek észrevehető jeleit nem árulja el, szintén érdessé válik, ha hosszú időn át használjuk negativ elektródúl.

Valószínű, hogy az igazság a középúton jár, de mindekkoráig csak vajmi kevés bizonyosat tudunk a ritkított légneműek fényárasztásának eme ragyogó, változatos és igen bonyolódott tüneményéről.

713. Az elektromosságnak a gázokban való tovaterjedése más módon megy végbe, mint a fémekben és az elektrolitekben való terjedése. A fémekben molekuláról molekulára megy át; az elektrolitekben a molekulákat széthasítja és ezek alkotórészeivel együtt mozog tova; a gázakban az egész molekula viszi magával az elektromosságot.

Az egyszerű vezetés, úgyszintén az elektrolizis révén való terjedés legott megkezdődik, a mint a fém vagy a folyadék két pontja között hacsak a legcsekélyebb potencziál-különbség is van, míg az átvitel révén való terjedés csak akkor kezdődik meg, ha ez a különbség bizonyos határt ért el, mely azon körülmények szerint változik, melyek között a légneműek vannak (**419**).

714. De bármiként essék is meg a terjedés, az áramot tovaterjesztő anyag mindig ugyanazoknak a mágnesi hatásoknak van alávetve, úgy hogy ha egy elektromágnes sarkai közé mérsékelt ritkítású csövet helyezünk, a fénynyaláb épen úgy mozdul el és változtatja alakját, mintha hajlékony áramvezető volna; úgy helyezkedik el (**522**), hogy az áram a mágnest gerjesztő árammal párhuzamosan kering benne. A fénynyaláb az **521.** pontbeli kísérlet módjára forgó mozgást is vehet fel. E kísérlethez tojásdad üvegedényt veszünk (855. ábra), melynek fenekébe vastagfalu, fölül zárt üvegcső van beforrasztva *(H)*. Az edény tetején drót-alakú *(n)*, lent pedig gyűrűalakú *(m)*, a csövet körülövező elektróddal van ellátva: a csőbe lágyvas-henger *(H)* nyúlik, mely egy elektromágnesnek sark-



855. ábra. A fénynyaláb forgása.

felületére van téve. Ily módon a vas e felület megnyujtása, és ha a felület északi, a leszálló indukcziós kisülések balról jobbra forognak a harang és a megfigyelő között. Valószínű, hogy ez kicsinyben való mása az **északi fény** tüneményének, mely némelyek szerint az elektromosságnak a légkör felsőbb rétegeiben való terjedéséből, és pedig a nagy mágnesként szereplő földnek hatása alatt való terjedéséből áll.

715. Eddigelé feltettük, hogy pozitiv fénynyel (**704**) van dolgunk, mely hajlítható, de a végein mozdulatlan fémdrót módjára viseli magát; e végek itt az elektródok volnának. A negativ fény is, mely az igen nagy mértékben megritkított légne műekben túlnyomó (**706**), ugyanazoknak a mágnesi hatásoknak engedelmeskedik, azzal az egy különbséggel, hogy több hajlékony fémdrót módjára viselkedik, mely drótok egyik vége a negativ elektródon kénytelen maradni, másik végük pedig az üvegfal bármely pontjára támaszkodhatik.

716. Valamely csövön váltakozó kisülések is járhatnak át, mint például abban az esetben, melyben a cső egy jó RUHMKORFF-gép (**700**) áramkörét zárja, a melyben semmi más megszakítás nincs; vagy a midőn nincsenek elektródjai, de végeit az indukált tekercsnek két sarkával közlekedő két stanniol-gyűrű övezi körül; vagy szintén a mikor elektródjai eme sarkokkal közlekedvén, egy üveglap a csövet két szakaszra osztja. Mindegyik esetben, a képeknek a retinán való maradandósága miatt, a világítás folytonosnak látszik, de forgó tükörben legott észrevehető, hogy az orsó különböző kisüléseinek megfelelőleg időszakos; de tükör nélkül is felismerhetők a váltakozva ellenkező jelű kisülések, mert mind a két elektródot körülövezi a nagyon is jellemző negativ fény (**704**). Ha most egy csövet, melyet váltakozó kisülések járnak át, eletromágnes hatásának teszünk ki, fénye két részre oszlik, mely részek a fal két ellenkező pontja felé tartanak. Ily módon felismerhetjük valamely sűrítő osz-

czilláló kisülését (**417**), ha a sűrítőt csekély ellenállású ívvel zárjuk.

Elhagyjuk, bár nem szívesen, az elektromosságnak a gázakban való terjedését illető vonzó fejezetét, melyre vonatkozólag napról-napra szaporodnak az ügyes és éleselméjű búvárok sokat igérő megfigyelései.

717. A **mágnes-elektromos gépek általában megfordíthatók.** Minden elektromos mótor, mely elektromos áram révén munkát végezhet, egyúttal áram fejlesztésére is használható, ha mechanikai energiát viszünk beléje.

Vegyük pl. SIEMENS mótorát (**673**) és tegyük fel, hogy a P—Q (856. ábra) irányban átvezetett áram a kereket a nyíl



856. ábra. Siemens mótora.

irányában forgatja. Kapcsoljuk ki most a telepet s alkalmazzunk a kerékre mechanikai erőt, mely azt ugyanabban az irányban forgatja: a készülék elektromosság gerjesztőjeként, elektromótorként fog hatni, melynek P a pozitiv-, Q pedig a negativ sarka (**767**). Az áramot fémdróttal zárván, az áramok sora fog benne keringeni és pedig valamennyi ugyanegy irány felé.

718. Az elektromos mótorokat, midőn áramgerjesztőkül használtatnak, **mágnes-elektromos gépek**nek nevezzük.

Az ilyetén gépek berendezése nagyon sokféle. NOBILI több

maradandó mágnes sarkai között ellenkezőleg kapcsolt elektromágnest lengetett; CLARKE a maradandó mágnes előtt két elektromágnest indított forgásnak; PIXII ellenben szilárdan tartotta az elektromágnest s mágneseket forgattatott előtte. Mindegyik esetben alkalmas összeköttetést hoztak létre a tekercsek végei és az áramvezetők között, úgy hogy ezeket a közelítésbeli és távolodásbeli indukált áramok egyazon irányban fussák át.

719. Nyilvánvaló, hogy a marandó mágnesek helyett telepekkel gerjesztett elektromágnesek voltak használhatók, és ha ez a lépés egyszer már megtétetett, közeljáró volt az a gondolat, hogy az elektromágneseket maga az indukczió-fejlesztette áram gerjeszsze. Az indukáló mágnesek vasmagvaiban ugyanis mindig van kevés maradék-mágnesség, mely elegendő, hogy gyenge indukált áramokat ébreszszen; ezek pedig, a mágnesező tekercsekben keringvén, a maradék mágnességet fokozzák, minélfogva a következő áramok már erősebbekké válnak, és a gép a hajtására fordított mechanikai munka fejében maga-magát fokozza.

Itt is, miként a megosztásbeli elektromozó gépek esetében (**362**), az áram fentartására megkívántató energiát a mechanikai munka szolgáltatja, ellenben a hidroelektromos telepekben a chemiai energia, a hőelektromos telepekben pedig a hő szolgáltatja.

Ez oknál fogva ezek az áramgerjesztőket **dinamo-elektromos gépek**nek nevezték el.

Épen ily jogosan így lehetne nevezni azokat is, melyeknek szerkezetében maradandó mágnesek szerepelnek; de a megkülönböztetés kedvéért szokásos ez utóbbiakat inkább **mágneselektromos gépek**nek nevezni.

720. A mechanikai munka fejlesztette áramokat jó ideje használják az elektroterapeutikában, hogy a beteg tagokban létesített rángatásokkal a szervek működését éleszszék. De ha nem tekintjük azt az itt-ott tett néhány kísérletet, hogy világító

tornyok fényforrásáúl szolgáljanak, ezelőtt húsz évvel még korántsem volt nyilvánvaló az iparban való alkalmazhatóságuk, és pedig a csak valamennyire is hatásos mágnes-elektromos gépek túlságos súlya és tetemes költsége miatt.

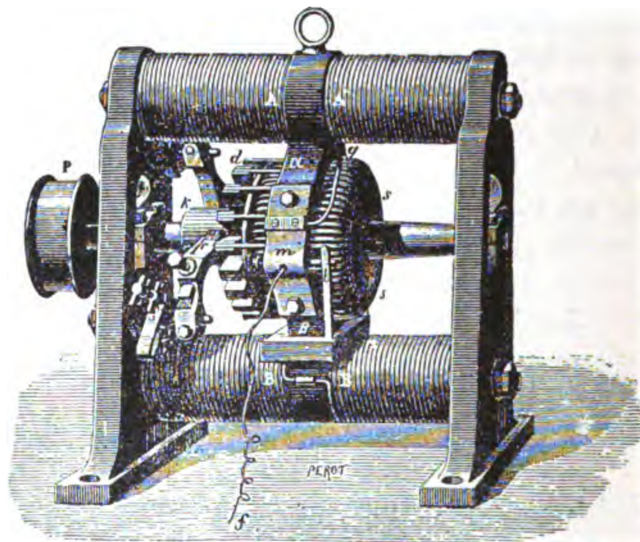
Elvitázhatatlan érdeme GRAMME-nak, hogy az elektromosság alkalmazásainak megadta ezt az impulzust, melynek révén jelenleg az ipar teljes átalakulásának korát éljük. Tény az, hogy GRAMME, akár ismerte a PACINOTTI-től 1863-ban leírt gyűrűt, akár nem, felismerte emez elmés készüléknek egész fontosságát, és hatalmas és fejlődésre kepes gépet tudott belőle csinálni, míg PACINOTTI, ki szintén felismerte működésének minden részletét, kezdetleges állapotában hagyta.

GRAMME után százával termettek a gépek új meg új mintáinak szerkesztői; nagy sokasága fogamzott meg az eszméknek, hogy miként lehetne felhasználni eme gépeket úgy a világításra. mint a galvanoplasztikára, metallurgiára, telegrafiára, kocsik és hajók mozgatására, az energiának távolságokra való átvitelére.

721. A GRAMME-féle gép egy mintájat a 857. ábra tünteti elő. Ez 2—3 lóerőt (I, **99**) kiván meg, és midőn gyűrűje perczenként 920-at fordul, 1200 CARCEL (**19**) erősségű fényt adhat, Ellenállása 0,36 *ohm*, s elektromindító ereje, perczenkénti 1200 fordulat esetében 66 *volt.* Előbb leírjuk s azután adunk számot működése módjáról.

Az indukáló rendszer két elektromágnesből, AB és $A'B'$-ből áll, a melyekre a drótok akként vannak körültekerve, hogy két egynevű sark, A és A' úgyszintén B és B', egymással szemközt legyen. A szemközt levő sarkoknak az α és β lágyvas-nyujtványai vannak, melyek a nélkül, hogy egymással érintkeznének, a PACINOTTI-féle gyűrűt körülfogják. Ennek tekervényei ugyanannyi egymástól elszigetelt lemezzel vannak összekötve, s e lemezek a k hengert alkotják, melyre a két áramgyüjtő seprő, vagyis a gépnek két sarka szorul. Az egyiket c-ben látjuk, a másik a k hengeren túl van.

A gyűrűt gépszíj forgatja, mely gőzgépről, hidraulikus kerékről, vagy bármely más mechanikai mótorról a *P* szíjdobra van vetve; az *AB* és *A'B'*-ben levő maradék-mágnesség indukált áramokat gerjeszt a gyűrűben, melyeket a két seprő



857. ábra. Gramm-féle gép.

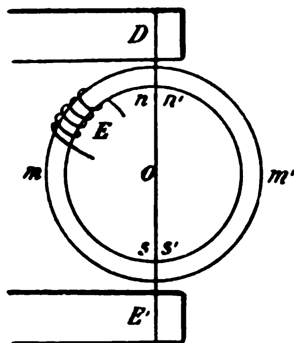
összegyűjt és folytonos áramot alkot. Ez a *c* és *f* közé iktatott tetszés szerinti vezetőt átfutva, a *g* dróton és az *A'*, *B'*, *B*, *A* spirálisokon át a másik, az ábrában nem látható seprőhöz tér vissza.

722. Hogy a folytonos áram keletkezését megértsük, tekintsük az *mm'* lágyvas gyűrűt (858. ábra), mely egy mágnesnek *É* és *D* sarkai között van. E gyűrű megosztás útján van mágnesezve, úgy hogy két félköralakú *nms* és *n'm's'* mágnest alkot, melyeknek egynevű sarkai szemközt vannak, semleges övei pedig *m* és *m'*-ben vannak. Az Ampère-féle áramok **(534)** tehát a jobb- és a baloldali félben ellenkező irányban keringenek,

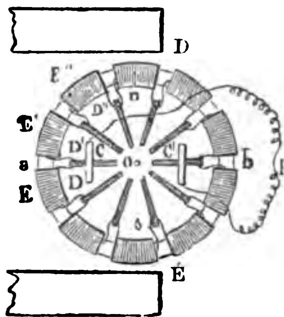
úgy hogy az E kicsiny spirálisban, mely a gyűrű mentén csúszik, a közekedésbeli áram, m-től n-be, megegyező a távolódásbeli árammal n'-ből m'-be, s ennélfogva ellenkező a közekedésbeli árammal m'-ből s'-be, úgyszintén a távolodásbelivel s-től m-be.

Valóban, ha a spirálist egy galvanométerrel zárjuk, annyi áramfordulást mutathatunk ki, a hányszor az m és m' semleges öveken átmegyünk.

Nyilvánvaló, hogy ugyanez a dolog esik meg, ha az E spirális a gyűrűre van erősítve, s ez a spirálist magával vivén, O középpontja körül forog, mert az nn' és ss' indukált sarkok a térben veszteg maradnak.

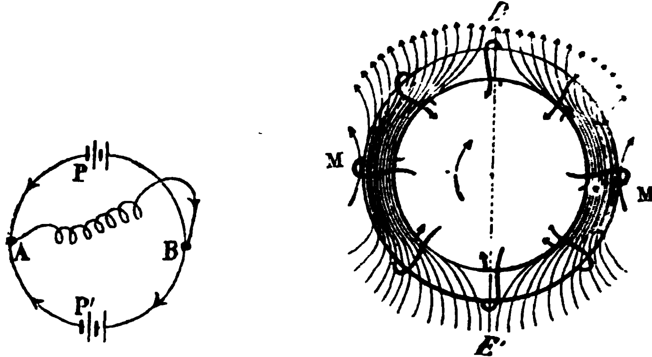


858. ábra. A folytonos áram keletkezése.



859. ábra. A felszerelt gyűrű.

Ezt megértve, lássuk a 859. ábrát; ebben az egész gyűrű fel van szerelve az egyes tekercsekbe foglalt spirálisaival, melyek nyulványai a C és C' seprőket érintik, midőn a semleges övbe kerülnek. A seprük p drót révén egymással közlekednek. Midőn a gyűrű forog, az elektromindító erők, melyek valamennyi felső tekervényben indukáltatnak, egymással megegyezők, és ellenkezők az alsó tekervényekben indukáltakkal, úgy hogy a rendszer egyenértékű két nagylapúlag (582) összekapcsolt P és P' teleppel (860. ábra).



860. ábra. Nagylapulag összekapcsolt telep. 861. ábra. A jég térfogati változása.

723. Minthogy a vastömeg belsejében is indíttatnak áramok, s a belőlük keletkező hő a mozgató munka rovására tisztán kárba vész: arra törekedtek, hogy ezek az áramok ne keringhessenek, mit a többi között úgy értek el, hogy a gyűrűt lakkozott vasdrótok kötegéből állították elő. Eme fogás ellenére is a mágnesi hiszterézis miatt a gép működése közben mindenkor energia szétszóródásával jár.

A következőkben nem fogjuk figyelembe venni ezt az energia-veszteséget, s ezzel fel fogjuk tenni, hogy az a munka, mely a géppel zárt áramkör esetében állandó sebesség fentartása végett közlendő, nyilt áramkör esetében megkívántató munkát épen csak annyival mulja felül, mint a mennyi a gyűrű és a mágnes közötti mágnesi hatások leküzdésére megkívántatik, és hogy ez ennélfogva az áramkörben, Joule törvénye szerint egészen hővé alakul át.

Ha W-vel jelöljük eme munkatöbbletet időegységenként, R-rel pedig az áramkör összes ellenállását, úgy az i átlagos intenzitást a következő képletből kapjuk:

$$Ri^2 = W.$$

és ha figyelembe veszszük, hogy ez még így is irható:

$$Ri = \frac{W}{i}, \tag{1}$$

észreveszszük, hogy Ri, vagyis az átlagos elektromindító erő **(614)** ez esetben is egyenlő azzal a munkával, mely az elektromosság egységének az áramkörön való átvitelére megkivántatik.

Az elektromindító erő másrészt még a mágnes-elektromos indukczió törvényeiből is levezethető, és pedig a következő okoskodással:

Az indukáló mágnes sarki felületeiből kiáramló erő-áramlás két egyenlő részre oszolva $\mathfrak{N}$ indukczió-áramlás **(551)** alakjában, majdnem teljesen a gyűrű belsején vonul át (861. ábra); már most mialatt valamely drót-kör az M semleges övből, hol is az erő-áramlás $\frac{1}{2}\mathfrak{N}$, a másik m' semleges övbe, hol $-\frac{1}{2}\mathfrak{N}$ áramlást talál, átvitetik, az eközben rajta átvonult erő-áramlásnak változása $\mathfrak{N}$. Jelezvén τ-val egy teljes keringés idejét, a szóban levő erő-áramlás változásának átlagos sebessége, s ennek következtében a spirális menetében gerjesztett elektromindító erőnek átlagos értéke **(693)**, $\mathfrak{N} : \frac{\tau}{2}$; minthogy pedig a félgyűrűt körülvevő $\frac{\nu}{2}$ számú menet egymásután — lánczolatosan — van kapcsolva, az egész elektromindító erő

$$\varepsilon = \frac{\nu\mathfrak{N}}{\tau} \, C.\,G.\,S. = \nu N\mathfrak{N} \,.\, 10^{-8} \; volt, \tag{2}$$

ha N a fordulatok másodperczenkénti számát jelenti, mire nézve elég az **575.** *c)* pontjában foglaltakra utalnunk.

Az áram átlagos intenzitása

$$i = 10^{-8} \frac{\nu N\mathfrak{N}}{R} \; ampère, \tag{3}$$

ha R *ohm*okban van kifejezve.

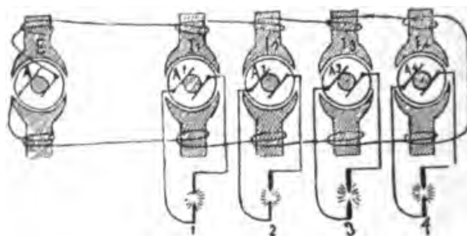
E szerint a gépbe szállítandó energiának másodperczenkénti mennyisége, ha i intenzitású áram kivántatik, az (1) képlet szerint

$$W = \varepsilon i = 10^{-8} \nu N\mathfrak{N} \; watt. \tag{4}$$

724. Látjuk ezekből a képletekből, hogy ha a gyűrűn áthatoló $\mathcal{N}$ indukczió-áramlás állandó lenne, elegendő volna N sebességet állandó fokon tartani, hogy az elektromótor mindenben állandó galvántelephez hasonlóan viselkedjék.

Ha azután a sebességet megváltoztatnók, úgy az áram i intenzitása, mint az elektromindító erő s az adott intenzitás elérésére megkivántató W hatásfok vele arányosan változnék, miként az (1), (2) és (3) képletekből kiviláglik.

Ezek a föltételek közelítőleg igazoltak a mágneselektromos gépeknél (**719**), melyek mágnesi terét állandó mágnesek létesítik, valamint a **független gerjesztésű gépek**nél is, a melyek-



862. ábra. Gerjesztő gép.

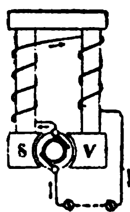
ben t. i. a teret létrehozó mágnesek telepek, akkumulátorok vagy külön kis dinamógépek áramával gerjesztetnek; a legutóbb említett gerjesztési mód a 862. ábrában van feltüntetve, hol E a többi dinamók elektromágneseit gerjeszti, s ez okból **gerjesztő** (excitator) gépnek is nevezik.

Ha ellenben **öngerjesztésű dinamo gép**ről van szó, vagyis olyanról, melynek eletromágneseit a gyűrűben keringő áram gerjeszti, a milyen épen a **721.** pontban leírt Gramme-féle gép, az ilyenben a tér intenzitása $\mathcal{H}$ s vele együtt $\mathcal{N}$ erő-áramlás nem állandók, hanem a mágnesező áram i intenzitásával növekedik; minthogy pedig ez utóbbi a vezeték ellenállásától függ, azonnal belátható, hogy az ilyen gép viselkedése alaposan különbözik a telepekétől.

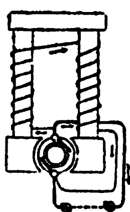
Az elektromindító erő tehát nem egyszerűen arányos a

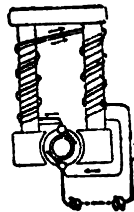
sebességgel, hanem erősebb arányban növekszik, melyet az a törvény határoz meg, a melyik szerint a $\mathcal{H}$ mágnesi tér a mágnesező árammal változik. Tudjuk (**542**), hogy $\mathcal{H}$ nem növekszik határtalanul i-vel, hanem a mágnesi telítésnek megfelelő maximális érték felé törekszik, miért is i-nek csakis ezen a határon túl fekvő értékeire nézve viselkednék a dinamó-elektromos gép egészen úgy, mint egy mágnes-elektromos gép, vagy pedig mint egy telep. Az innen fekvő értékekre nézve a dinamo-elektromos gép magatartása más; mert a külső ellenállásnak mindennemű növekedése azonkívül, hogy az áramot gyengíti, miként egy telep esetében is történnék, ezzel együtt az indukczió $\mathcal{N}$ áramlását, tehát az elektromindító erőt is csökkenti, miként a (2) alatti képletből kitünik.

Ez a dolog állása a **főáramú gerjesztés** esetében, mely a 863. ábrában van előtüntetve; az ilyen gépben a teret létesítő



863. ábra.
Főáramú gerjesztés.


864. ábra.
Elágazó gerjesztés.


865. ábra.
Vegyes gerjesztés.

elektromágnesek tekercsei a gyűrű után vannak kapcsolva, úgy, hogy a géptől létre hozott egész áram megy át rajtok. Jegyezzük meg, hogy a gyűrűt, vagyis a gerjesztő mágnes sarkai között forgó, rézdrótokkal borított vasszerkezetet — könnyen érthető okból — **horgonynak,** vagy **fegyverzetnek** nevezik.

Az **elágazó gerjesztés,** mely a 864. ábrában látható, abban áll, hogy a horgony tekercseiben indukált áram kétfelé ágazik: egyik rész a vezetébe áramlik a külső használatra, a másik pedig az elektromágnes tekercsein megy át s létrehozza a mágnesező teret. Ha a vezeték ellentállása növekedik, növe-

kedik a mágnesező áram s vele együtt az indukált elektromindító erő is.

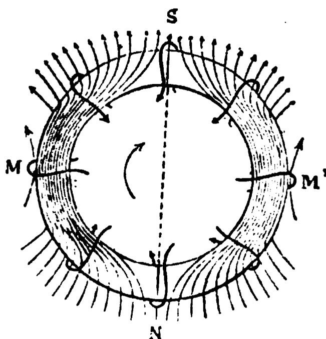
Könnyen megérthető, hogy a gerjesztés eme két módjának czélszerű egyesítésével többé-kevésbbé tökéletes kiegyenlítés érhető el. A gerjesztő mágnes két külön tekercscsel van bevonva; az egyik, kis ellenállású a külső vezetékbe van bekapcsolva, a másik nagy ellenállású, a főáram elágazását veszi fel, a mint a 865. ábrában jól látható. Ez a két tekercs oly arány szerint készíthető, hogy egy adott forgássebességtől kezdve az elektromindító erő a külső vezeték ellenállásától jóformán teljesen független marad. Az ilyen dinamogépet **vegyes gerjesztésűnek** mondják, vagy pedig angol műszóval élve *compound gépnek*.

725. Ámde $\mathfrak{N}$ áramlásnak függetlensége a külső vezetékbeli ellenállástól sohasem teljes, még a független gerjesztésű gépek esetében sem; ennek oka az **indukált horgony visszahatásában** rejlik, a melyet most kifejteni kivánunk.

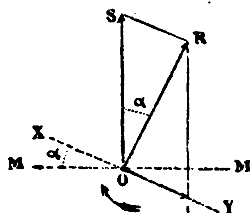
A 866. ábrában előtüntetett erő-áramlásnak maximuma a gyűrűnek a mágnesi tér irányára merőleges két metszetében M és M'-ben van; az ezen tájon áthaladó tekercseken az erő-áramlás jóformán a maga teljességében, minden változás nélkül hatol át s azért is a bennök indukált elektromindító erő zérus (**693**); legnagyobb az erő-áramlás változása s vele együtt az indított elektromótoros erő is az M—M'-re merőleges NS átmérőn áthaladó tekercsekben. Mindez a független gerjesztésű gépen igazolható, ha fegyverzete nyílt áramvezetékben forog, azért, mert ez esetben a gyűrű egyik felében indukált elektromindító erők épen egyenlők és ellentettek a másik félben indukáltakkal s ennélfogva a tekercsekben áramok nem keringhetnek s nem mágnesezhetik a gyűrűt.

Ha ellenben a C és C' seprűk p fémdrót révén (**722.** pont 859. ábra) vezetőleg közlekednek, az indított áram mágnesező ereje a gyűrűben két teljes mágnest gerjeszt, melyek sarkaikkal az elágazó a és b pontokban épen szemben állanak egymással, a mint már különben a **674.** pontban megállapítottuk volt. Az

ennek a mágnesezésnek megfelelő erő-áramlás ezekben rohamosan változik, mert hiszen épen ezen pontokban változtatja előjelét. Ennek aztán az a következménye, hogy a szomszédos ED és $E'D'$ tekercsekben egymástól jelentékenyen különböző elektromindítóš erők indukáltatnak, s az erős indukczió miatt a seprűk s a kollektor megfelelő lemezei között erős szikrák támadnak. A szikrák, melyek a kollektort veszélyeztetik, akként kerülhetők ki, ha a seprőket a forgás irányában kis szöggel eltoljuk, és pedig abba a helyzetbe, a hol az indukált s az indukáló erő-áramlás eredőjének minimuma van.



866. ábra.



867. ábra.

Az indukált horgony visszahatásának értelmezése.

A seprűk ezen helyzetén átmenő XY átmérő, mely az OS-sel arányos indukáló mágnesi tér, MM' semleges vonalával a szöget zár be, mindenkor az OI indukált tér irányába esik, mert hiszen ebben az irányban vannak az áramvezető seprők és merőleges lesz az OR eredő tér irányára, minthogy az áramlás változásának a minimuma épen ide esik; ennélfogva kell, hogy álljon:

$$OR = OS. \cos a.$$

Látjuk tehát, hogy az eredő tér intenzitása mindenkor kisebb, mint az indukálóé s ép ezt a csökkentést szokás az indukált visszahatásának nevezni. Minthogy ez a gépnek

hatásfokát leszállítja, czélszerű azt kisebbíteni, és pedig oly módon, hogy az indukáló tér intenzitását jóval nagyobbá teszszük az indukált tértől elérhető maximumnál.

726. Hogy valamely dinamogép elektromindító erejét előre megállapíthassuk, a **723.** pont (2) képletében előforduló, a gyűrűn áthatoló $\mathfrak{N}$ áramlás értékét kell ismernünk. Ennek meghatározása czéljából az elektromos áramkörhöz hasonlítható **mágnesi áramkört** fogunk kifejteni, arra törekedvén, hogy ez utóbbira az OHM-féle törvényhez hasonló kifejezést találjunk.

E végből képzeljünk el egy A keresztmetszetű vasgyűrűt, melyre i áramot szállító rézdrót n sík menete van feltekerve; alkalmazván az **538.** pontbeli okoskodást, arra az eredményre jutunk, hogy mialatt a sark egysége a gyűrű l hosszára elosztott menetek belsején áthalad, a $\mathfrak{H}$ mágnesi erő munkája

$$\mathfrak{H}l = 4\pi ni \; C.\, G.\, S.;$$

de az **551.** pont (10) képlete szerint

$$\mathfrak{H} = \frac{\mathfrak{B}}{\mu} = \frac{\mathfrak{N}}{\mu A},$$

a miből a következő képletre jutunk:

$$4\pi ni = \mathfrak{N}\frac{l}{\mu A}. \qquad (1)$$

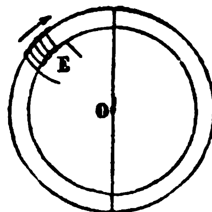
Már most az OHM-féle törvény azt mondja, hogy az elektromindító erő az elektromos áram s az ellenállás szorozmányával egyenlő; ha kifejezésünkben az egyenlet baloldalát *magnetomótoros* v. *mágnesindító erő*nek nevezzük, azonnal szembeötlik, hogy ez az indukczió $\mathfrak{N}$ áramlásának egy másik mennyiséggel, t. i.

$$\mathfrak{R} = \frac{l}{\mu A} \qquad (2)$$

viszonynyal való szorzatával egyenlő, mely utóbbi mennyiség a mágnesi áramkör *mágnesi ellenállás*ának nevezhető. Ez épen úgy, mint az elektromos ellenállás, az áramkör hoszszával arányos és fordítva arányos a keresztmetszettel. A μ együttható

pedig, melyet mágnesi permeabilitásnak neveztünk volt el (**551**), az elektromos vezetőképességgel hasonlítható össze, azonban azzal a lényeges megkülönböztetéssel, hogy míg az elektromos vezetőképesség az elektromindító erőtől független, a permeabilitás a mágnesindító erővel változik.

Ha a gyűrű csak részben van mágnesező menetekkel borítva, itt-ott egy-egy erővonal kilép az E tekercsből a levegőbe (868. ábra); de olyan kevés, hogy a mágneserő áramlása a gyűrűben állandónak vehető s az (1) képlet ez esetben is alkalmazható.



688. aura Részben mágnesező menetekkel borított gyűrű.

Ezek a fejtegetések bármily alakú mágnesi körökre is alkalmazhatók, megjegyezvén azonban, hogy ezekre nézve a Kirchhoff képletei (**578**) is érvényesek, vagyis hogy elágazó pontban a mágnesi áramlások összege zérus, és hogy

$$\mathcal{R}_1 = \frac{l_1}{\mu_1 A_1},\ \mathcal{R}_2 = \frac{l_2}{\mu_2 A_2},\ \mathcal{R}_3 = \frac{l_3}{\mu_3 A_3},$$

mágnesi ellenállásu elágazásokra nézve, ha $\mathcal{N}_1$, $\mathcal{N}_2$, $\mathcal{N}_3 \ldots$ áramlások hatolnak át rajtuk, állanak a következő képletek:

$$4\pi n i = \mathcal{R}_1 \mathcal{N}_1 + \mathcal{R}_2 \mathcal{N}_2 + \mathcal{R}_3 \mathcal{N}_3 + \ldots \ C.\ G.\ S. \qquad (3)$$

727. A dinamo-elektromos gép e szerint úgy tekinthető, mint két zárt áramkör kapcsolata, melyek mindegyikén egymástól különböző áramlás vonul át: a mágnesi indukczió áramlása s az elektromosság áramlása, mely nem egyéb, mint az elektromos áram; a köztük fenálló kapcsolatot az (1) képlet fejezi ki.

A mágnesi kört a következő részek alkotják: a gerjesztő elektromágnesek vasmagvai az őket összekapcsoló vasrúddal, a vasmagvak sarki nyúlványai, az indukált fegyverzetben rejlő vasgyűrű, végre pedig a sarkfelületek s a vasgyűrű között levő

hézag, melynek permeabilitása, minthogy levegővel és rézzel van kitöltve, az egységgel egyenlő. Az indukczió áramlásának nincsen ugyan teljesen egyező értéke mindezen részekben, a mennyiben egy része a levegőben árad szét ott, a hol a mágnesező tekercsek végződnek s még több a gyengén mágneses anyagokat magába foglaló térben. Ámde közelítőleg elfogadhatjuk, hogy értéke az indukáló mágnesek minden részében $\mathfrak{N}'$-nel egyenlő, s hogy az armatúrán áthatoló hasznosított $\mathfrak{N}$ áramlás, a mely a dinamo elektromindító erejét megszabja, az $\mathfrak{N}'$ áramlásnak állandó törtrésze, noha a valóságban az áram intenzitásától függ (**725**). Azért is, ha k az egységnél nagyobb számot jelent,

$$\mathfrak{N}' = k\mathfrak{N}.$$

k értéke a ballisztikus galvanométer segítségével meghatározható; a galvanométer áramkörébe kapcsolt réz drótkörrel előbb az induktor vasmagvát, azután a fegyverzet vasgyűrűjét fogjuk körül: a dinamo elektromos áram körében zárt vagy megszakított áram okozta kitérések viszonya megadja a keresett viszonyszámot.

Továbbá fölvehető, hogy az egységnyi permeabilitású hézagon szintén ugyanazon $\mathfrak{N}$ áramlás hatol át. A többi részek keresztmetszetei, úgy szintén hosszai közvetetlenül méretnek meg, permeabilitásuk úgy határozandó meg, a hogy a **695.** pontban megmutattuk.

Ezen adatok segítségével megállapíttatnak az áram különböző intenzitásainak megfelelőleg a gyűrű, a gerjesztő elektromágnes s a hézag mágnesi ellenállásai, melyek $\mathfrak{R}$, $\mathfrak{R}'$ és $\mathfrak{R}''$ betűkkel jelöltessenek; ezek most a (3) képletben kifejezett összefüggésnek kielégítő mértékben megfelelnek s így a gép elektromótoros erejét meghatározó áramlás értéke a következő:

$$\mathfrak{N} = \frac{4\mu ni}{\mathfrak{R} + \mathfrak{R}'' + k\mathfrak{R}'} \text{ C. G. S.} \qquad (4)$$

Ámde szem előtt kell tartani, hogy ez az áramlás a maradék-mágnesség miatt nem enyészik el teljesen, ha i zérussá lett:

másrészt pedig azt, hogy az indukált armatúra visszahatása (**725**) miatt a valóságban kisebb értékű és pedig annál kisebb, mennél nagyobb a fegyverzetben keringő áram intenzitása.

Ha i *ampère*kben van kifejezve, a jobb oldal 10-zel osztandó s így a (2) képlet szerint az elért elektromindító erő

$$\varepsilon = \frac{4\pi n i \nu N}{\mathcal{R}_0 + \mathcal{R}_0'' + k\mathcal{R}_0'} \cdot 10^{-9} \; volt. \tag{5}$$

Ennek a képletnek grafikai előtüntetése a **dinamo jellemző görbéje**, vagy **karakterisztikája** nevét viseli. Az intenzitás i értékeit legtöbbször az abscissákkal, az ε értékeit pedig az ordinatákkal szokták ábrázolni s igen czélszerű, ha ugyanaz a hossz jelent *egy ampèrct* és *egy voltot*. Ez a közelítő jellemző görbe előre elkészíthető, miután a képletbe jövő különböző értékeket az épen most mondott módon megjelöltük, s ekkor a gépszerkesztőt a dinamogép tervezésében vezetheti.

De gyakrabban szokták már kész dinamogépek jellemző görbéit tapasztalati úton megszerkeszteni. E végből elektrométerrel, vagy voltaméterrel megmérik a dinamo drótszorítói között a P potencziálkülönbséget, az u. n. *sarkfeszültség*et, és pedig a külső áram különböző I intenzitásainak megfelelőleg a mit akként érnek el, hogy a vezeték R ellenállását változtatják.

728. Ha ρ, r és R a fegyverzet, a mágnesező tekercsek s a külső áramvezeték ellenállásait jelentik, a folytatólagos kapcsolású dinamo (863. ábra) esetében állanak a következő kifejezések:

$$I = i \tag{1a}$$

$$\varepsilon = I(\rho + r + R) \tag{2a}$$

$$P = IR = \varepsilon - I(\rho + r). \tag{3a}$$

A mellékzárlatú gép esetében (864. ábra) jegyezzük meg mindenekelőtt, hogy az áramszedő seprűkből jövő áram intenzitása $j = I + i$, mely áram a két vezetékrészben R és r ellenállást talál, s azért az összes ellenállás (**580**)

$$\rho + \frac{rR}{r+R}$$

s minthogy

$$I = \frac{r}{R}\, i, \tag{1b}$$

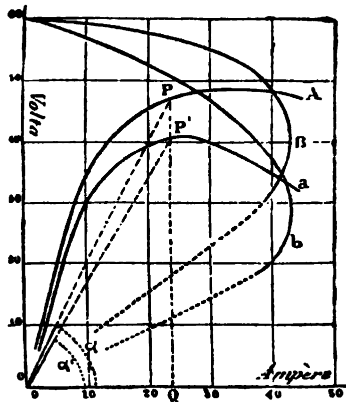
a gép elektromindító ereje

$$\varepsilon = (I+i)\left(\rho + \frac{rR}{r+R}\right) = IR\rho\left(\frac{1}{\rho} + \frac{1}{r} + \frac{1}{R}\right), \tag{2b}$$

a sarkfeszültség pedig

$$P = IR = \varepsilon - IR\rho\left(\frac{1}{r} + \frac{1}{R}\right). \tag{3b}$$

Idézzük most példaképen a 869. ábrabeli négy görbét, melyek abscissái a külső I áramintenzitást adják meg; azonfelül jegyezzük még meg, hogy A és B görbék ordinátái az ε elektrom-



869. ábra. A dinamo jellemző görbéje.

indító erőt jelentik s azért *teljes karakterisztikáknak* neveztetnek, ellenben a és b ordinátái a sarkfeszültséggel egyenlők, s ez okból *külső karakterisztika* a nevök. A és a a főárammal gerjesztett gépre, B és b pedig mellékzárlatu gépre vonatkozik.

A főárammal gerjesztett gép karakterisztikái, a maradék mágnesség miatt, valamivel a zérus pont fölött veszik kezdetö-

ket s menetök eleintén egyenes, minthogy az indukczió áramlása majdnem arányos a mágnesező áram i intenzitásával; azután, a maximális elektromindító erőnek mintegy $\frac{2}{3}$-án kanyarodnak, az abscissák tengelyével közel párhuzamos irányt vesznek fel, végül pedig lebocsátkoznak.

A karakterisztikának ilyetén esését, mely a különböző gépeknél kisebb vagy nagyobb, az indukált horgony reakcziójának és az áramszedőknek adandó szögmenti eltolásnak **(725)** tulajdonították.

Az áramkör ellenállása, mely egy adott elektromindító erőnek felel meg s melyet a teljes karakterisztika P pontjával kivánunk jelezni, könnyen megkapható, ha OP és PQ egyeneseket meghuzzuk, a mennyiben azonnal világos, hogy ez az ellenállás

$$\varepsilon : I = \overline{PQ} : \overline{OQ} = \operatorname{tg} \alpha.$$

A vezeték ellenállása hasonlóan kapható a külső karakterisztikából, és pedig:

$$R = P : I = \overline{P'Q} : \overline{OQ} = \operatorname{tg} \alpha'.$$

Nagyobbítván az ellenállást, s vele együtt tg α-t, I áramintenzitás kisebbedik s a P pont a görbén mozogván, a kezdet felé közeledik, míg OP a görbe érintőjévé nem válik: ekkor az ellenállás legkisebb változása az elektromindító erő igen nagy változását vonja maga után.

Látható tehát, hogy a gép jó járása, különösen akkor, ha pl. egymásután kapcsolt ívlámpákat táplál, megkivánja, hogy a gép a görbe forduló pontjának, vagy még jobb, a maximum felé közeledő pontok valamelyikének megfelelő működésben tartassék.

A mellékzárlatulag gerjesztett gépek karakterisztikái, B és b az ordinaták tengelyének ama pontjából indulnak ki, mely a külső vezeték megszakításának felel meg (ez a pont a nem zárt gép sarkfeszültségét adja); a görbék mutatják, hogy az elektromindító erő, ha az ellenállás kisebbedik, mint pl. akkor, mikor egymás mellé kapcsolt izzólámpákat gyújt ki a gép,

eleintén lassan, később valamivel rohamosabban kisebbedik: később a görbék kanyarodnak s a kezdő pont felé kezdenek tartani, akkor t. i., a mikor a külső vezeték ellenállása kicsiny ellenállású, s e miatt az áramszedőkből jövő áram jóformán egészen rajta halad át s az indukáló elektromágnesek mágnessége gyengévé válik.

Ezek a görbék, épen úgy mint az előbbeniek, megadják az egyes pontoknak megfelelő ellenállásokat s megmutatják azt is, hogy a mellékzárlatu gép működése a karakterisztikának csakis első, a lefelé való kanyarodást megelőző részén lehet állandó.

729. A dinamogépben fölemésztett W_m mechanikai energiának egy része a surlódás, a levegő ellenállása, a gép fémtömegében indított önmagukba visszatérő áramok — élősdi áramoknak hívják! — és a mágnesi hiszterézis révén kárba vész: egy másik része, W_e a vezetők mentén elektromos energiává alakul át; ámde ebből is elvész valami, a mennyiben a fegyverzet s a mágnesező tekercsek spirálisaiban hővé alakul át. E szerint a rendelkezésre még fenmaradó energia

$$W_u = PI$$

A dinamogép **ipari hatásfokát** $W_u : W_m$ méri, vagyis a rendelkezésre álló energiának viszonya a mechanikai energiához, mely kedvező esetekben 80—90%-ot tesz.

Elektromos hatásfok nevét a $W_u : W_e$ viszony, vagyis a rendelkezésre álló elektromos energiának a teljes elektromos energiához való viszonya kapta. A főáramgép esetében ez $P : \varepsilon$, a mellékzárlatura pedig $PI : \varepsilon j = PI : \varepsilon (I + i)$, mely 96%-ra emelkedhetik.

730. A **675.** pontban láttuk, hogy e gépek, legalább ez idő szerint, nem alkalmasak arra, hogy telepek áramával táplálva, mechanikai munkát végezzenek. Most egy példával fogjuk megmutatni, hogy mily haszonnal jár az ellenkező eljárás, azaz mechanikai munkát közölni velök, hogy ennek fejében áramot nyerjünk.

Hasonlítsuk össze a GRAMME-gépet a BUNSEN-teleppel, tehát a legerősebb teleppel. Legyen a gép belső ellenállása $\rho+r=0{,}35$ ohm és perczenkénti 1200 forgásnak megfelelő elektromindító ereje $\varepsilon=66$ volt; egy nagy BUNSEN-elem állandói pedig egyremásra $\rho_1=0{,}07$ ohm és $\varepsilon_1=2$ volt. Lássuk, hogy hány ilyen elemre van szükségünk, ha olyan telepet össze akarunk állítani, melynek állandói megegyeznek a felvett GRAMME-gép állandóival; mert ez esetben akár az egyik, akár a másik áramgerjesztőt zárjuk egyazon vezetővel, az áramnak ugyanaz lesz az intenzitása és a vezetőben ugyanaz az energia fog fejlődni, a mint hogy ugyanaz az energia kívántatik meg ahhoz is, hogy a két készüléket egyenlő időn át működtessük.

Legyen az alkalmazandó elemek összes száma $n=pq$; lánczolatosan p csoportot kell összekötnünk, mely csoportok mindegyike q nagylapúlap kapcsolt elemből áll **(584)**. Az ekként összeállított telep elektromindító ereje $p\varepsilon_1$ és mivel a feltétel szerint

$$p\varepsilon_1=\varepsilon,$$

úgy:

$$p=\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1}=\frac{66}{2}=33;$$

a telep ellenállása pedig $\frac{p\rho_1}{q}$, s kell hogy

$$\frac{q\rho_1}{q}=\rho+r$$

legyen; innét

$$\frac{p\rho_1}{q}=\rho+r,\quad q=\frac{p\rho_1}{\rho+r}=\frac{33\times 0{,}07}{0{,}35}=6{,}6;$$

de tegyük, hogy csak 6-tal egyenlő, a miből következik, hogy $n=33\times6=198$ elem kívántatnék meg.

Gondoljuk már most meg, hogy mennyi időbe és fáradságba kerül egy ilyen telep összeállítása, hogy mennyi bajt okoz kigőzölgéseivel, hogy nem hosszú időközökben meg kell ujítani az összes savakat és a czinkeket; viszont tekintsük a dinamó

elektromos gépet, mely csak néhány köbdecziméternyi tért foglal el, és használatra mindenkor kész, különösen ha gáz- vagy vízmótor hajtja.

De a telep energiája még sokkal költségesebb is, mi a **675.** pontbelihez hasonló számítás útján könnyen kimutatható, s mit különben a közvetetlen tapasztalat, szem előtt tartva itt is a befektetett tőke törlesztését, szintén beigazolt. Elég, ha felemlítjük, hogy 400 Carcel-erejű elektromos fény fentartása óránként legalább 20 koronába kerülne, míg a géppel legfeljebb 2 koronába; sőt a kőltség 60 fillérre is le volna szállítható, ha egész éven át minden éjjel világítana.

731. Nincs tehát kétség benne, hogy kényelem, gyorsaság és gazdaság szempontjából a dinamo-elektromos gépek nagyon sokkal nyereségesebb áramgerjesztők a telepeknél. Miután az áramfejlesztés eme gyakorlati eszközének birtokába jutottunk, az elektromos világítás ipari szempontból lehetővé vált, úgyszintén az elektrochemiai műveletek is. Sőt még a mechanikai munka is, bármily paradoxnak lássék, az elektromosság révén gazdaságosabbá válhatik.

Gondoljunk ugyanis arra a mérhetetlen munkamennyiségre, mely hegyi patakjaink zuhatagaiban, folyóink áramlásában, árapályaink időszakos felszín-különbségében fel van halmozva; arra a nagy chemiai energiára, mely tőzeg-mezőinkben, a mi hőforrásainkban rejlik: oly munka ez, mely ránk nézve kárba vész, vagy használatlanul hever, mert az ipari középpontoktól távoleső pontokba van lokalizálva. Nos, eme munka, ha nem is egészében, de legalább jó részben hasznunkra fordítható, ha az elektromosság közvetítésével műhelyeinkbe, lakásainkba vezetjük. Mindössze is csak két mágneselektromos gépet kell összekapcsolnunk, melyek közül az egyik felveszi a mechanikai energiát, és áramfejlesztőként működvén, áramát egy vezető mentén a második gépnek adja át, mely elektromos mótorként szerepelvén, mechanikai munkát végezhet.

Bizonyos, hogy ez utóbbi gép nem adja vissza az egész energiát, melyet az első gép felvett, mert ennek egy része út közben áramhő alakjában elvész; mindazonáltal megeshetik, hogy a megérkező munka kiegyenlíti a szállítás költségeit, melyeket ez esetben azon tőkének kamatai tüntetnek elő, mely a gépekbe és a vezetékbe van fektetve.

732. Az **energia átvitel** problémája általánosan ekként tűzhető ki. Bizonyos pontban bármily alakú energiának, mechanikai, hőbeli vagy chemiai energiának állandó forrása van: ezt az energiát kisebb-nagyobb távolságban levő pontban akarjuk értékesíteni. Az első pontban áramfejlesztőt állítunk fel, mely az adott alakú energiának felvételére alkalmas, és egyazon áramkörbe iktatjuk azon készülékkel, mely az áramot felfogván, a második pontban az energiát a kivánt alakban adja vissza; ez a második készülék lehet elektromos mótor, lehet a lámpák valamely rendszere, lehet galvanoplasztikai fürdő, stb.

Egyszerűség kedveért nem tekintve a surlódásokban kárbaveszett energiát és csakis az elektromos áramkörben szereplőt véve figyelembe, legyen W_1 a *hajtómunka*, vagyis az a munka, melyet az áramfejlesztő másodperczenként felvesz, és W_2 a *haszonmunka*, vagyis az az energia, melyet az áramfelfogó szintén másodperczenként visszaad.

Ha továbbá az első készülék elektromindító ereje ε_1, az áramkörbeli áram intenzitása, melyet állandónak fogunk feltenni, i, úgy az a W_1 energia, mely az i elektromosság-mennyiség potencziálját az ε_1 értékkel emeli, **(630)** szerint:

$$W_1 = \varepsilon_1 i. \tag{1}$$

Hasonlóképen a második készülékre nézve azt a W_2 energiát, melyet az i elektromosság-mennyiség szolgáltat, midőn potencziálja ε_2 értékkel alászáll, a következőképen fejezhetjük ki:

$$W_2 = \varepsilon_2 i. \tag{2}$$

Ha azután az áramkör összes ellenállása R, OHM törvénye szerint kapjuk, hogy:

$$Ri = \varepsilon_1 - \varepsilon_2, \tag{3}$$

a vezetőben fejlesztett hőbeli energia **(614)** pedig JOULE törvénye szerint:

$$Ri^2 = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)i,$$

vagy szintén (1) és (2) figyelembe vételével:

$$W_1 - W_2 = Ri^2. \tag{4}$$

733. Ezek az egyenletek elegendők a probléma hozzávetőleges fejtegetésére.

Az első kettőből azonnal megkapjuk a haszonmunkának a hajtómunkához való viszonyát, vagy a mint mondani szokás, a hatásfokot:

$$a = \frac{W_2}{W_1} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}, \tag{5}$$

mely tehát annál nagyobb, mentül közelebb jár egymáshoz a két elektromindító erő, és független az áramkör ellenállásától, úgy hogy a munka-átvitelre telegráfdrótot is használhatunk.

Ez a dedukczió, mely első pillanatra talán furcsának látszik, nagyon is természetes; mert mindenben analog az elektrolizis második törvényével **(657)**, mely arra tanított, hogy bárminő legyen is az áramkör, minden egyenérték czink fejében, mely a telep mindegyik elemében feloldódik, mindegyik elektrolitből egy egyenérték bomlik fel.

Azonban gyakorlati jelentőségében nem szabad tévednünk: ne higyjük, hogy az energia-átvitel gyakorlati kivitelében az áramkör ellenállása közönbös. Mert ha igaz is, hogy a két készülék adott elektromindító ereje mellett, az első állomásról útnak indított minden kilogramméter fejében a második állomáson minden esetben annak ugyan az a hányadrésze érkezik meg, bármily távol legyen is: nem kevésbé igaz az is, hogy a távolságnak, vagy jobban mondva az ellenállásnak növekedésével eme hányadrésznyi kilogramméter átvitele hosszabb időt fog kivánni; vagy más szóval: habár a hatásfok nem

függ is az ellenállástól, annál inkább függ tőle a haszonmunka. Hogy erről meggyőződjünk, csak a (2) egyenletre kell tekintenünk, mely azt mondja, hogy a haszonmunka arányos az áram erősségével, emez pedig, a (3) egyenlet szerint, fordított viszonyban van az ellenállással.

Így ha olyan átvivő rendszert állítunk fel, mely 1 km távolságra 20 lóerőt visz át, és azután a távolságot a hatásfok kára nélkül annyira meg akarnók nagyobbítani, hogy az áramkör ellenállása megkétszereződjék: már csak 10 lóerő volna átvihető.

Ha azonban a hatásfok csökkenése nélkül meghatározott haszonmunkára akarnánk szert tenni, megkivántatnék, hogy az ellenállás növekedésével az elektromindító erők értéke is növekedjék; nevezetesen pedig megkivántatnék, hogy mind a kettő az ellenállás négyzetgyökerével arányosan változzék, mert a (4) és (5) egyenletekből:

$$W_1 - W_2 = W_2\left(\frac{1}{a} - 1\right) = \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2}{R} = \left(\frac{\varepsilon_1}{\sqrt{R}} - \frac{\varepsilon_2}{\sqrt{R}}\right)^2.$$

Az elmélet tehát arra a következtetésre vezet, hogy bármekkora legyen is az ellenállás, úgy a haszonmunka, mint a hatásfok változatlan marad, ha a két készülék elektromindító ereje kellőképen növekszik.

De a gyakorlatban ez a dedukczió is csalékonynak mutatkozik, mert az elektromindító erők nem léphetnek túl bizonyos határt, melyet a gépek és a vonalak szigetelésbeli viszonyai szabnak, s a melyen túl az elektromosság szétszóródnék s ezzel az elektromos energia is elprédálódnék a helyett, hogy a második állomásra érkeznék, nem is számítva azokat a komoly veszedelmeket, melyekkel az ilyen túlságos magas potencziálokon tartott vonalak járnak.

Sőt a legelső dolog, melylyel tisztába kell jönnünk, épen annak a maximális értéknek a meghatározása, melyet az ε_1 elektromindító erő büntetlenül felvehet, s mely érték a gép

szerkezetétől és a vonal szigetelésétől függ. Ha ez a maximum egyszer már meg van állapítva, a sebességet akként kell majd szabályozni, hogy ennek az értéknek a lehető legnagyobb közelségében megmaradjunk.

Ugyanis, a (2) és (3) egyenletekből:

$$W_2 = \frac{\varepsilon_2 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{R}, \qquad (6)$$

mely egyenlet az (5) alattinak figyelembe vételével így alakul:

$$W_2 = \frac{\varepsilon^2_1}{R} a (1-a); \qquad (7)$$

s innét kitünik, hogy adott a hatásfok mellett nyereséges, hogy ε_1 értékét a lehető legnagyobbnak válaszszuk.

734. Ha tehát az első gépnek ε_1 elektromindító ereje adva van, lássuk, hogy mi a második készülék legalkalmasabb elektromindiót ereje. Állítom, hogy adott ellenálláson át *a haszonmunka akkor legnagyobb, midőn a felfogó készülék elektromindító ereje egyenlő a hajtó készülék elektromindító erejének felével.*

Tekintve ugyanis, hogy a (6) egyenletben:

$$\varepsilon_2 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) = \frac{\varepsilon_1^2}{4} - \left(\varepsilon_2 - \frac{\varepsilon_1}{2}\right)^2,$$

azonnal észrevehető, hogy állandó ε_1 mellett W_2 akkor éri el maximális értékét, midőn

$$\left(\varepsilon_2 - \frac{\varepsilon_1}{2}\right)^2 = o, \text{ vagyis midőn } \varepsilon_2 = \frac{1}{2}\varepsilon_1.$$

Ez esetben a hatásfok:

$$a = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} = \frac{1}{2}.$$

Ha nagyobb hatásfokot akarnánk nyerni, kellene, hogy $\varepsilon_2 > \frac{1}{2}\varepsilon_1$ legyen, de ekkor az átvitel lassabban megy végbe, miként a **732.** pontban már mondottuk.

735. Minthogy (6) szerint:

$$R = \frac{\varepsilon_2 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{W_2},$$

azonos módon kimutatható, hogy adott W_2 haszonmunkát adott ε_1 elektromindító erővel a lehető legnagyobb ellenálláson át akkor nyerünk, midőn a felfogó készülék elektromindító ereje $\varepsilon_2 = \frac{1}{2}\varepsilon_1$; és ez a maximális ellenállás:

$$R = \frac{\varepsilon_1^2}{4W_2},$$

a hatásfok pedig még mindig egyenlő egy féllel.

736. És most könnyű megérteni, hogy megoldható a következő feladat is: miként lehet tetszés szerinti energiamennyiséget bármekkora távolságra adott hatásfokkal átvinni.

A (7) egyenlet, ha a következő alakra hozzuk:

$$R = \frac{\varepsilon_1^2}{W_2} a (1-a), \qquad (1)$$

arra tanít, hogy mentül nagyobb az a hatásfok annál kisebbnek kell lennie az összes R ellenállásnak. Ez azonban a vonal r ellenállásából és a két készülék ρ_1 és ρ_2 belső ellenállásából áll:

$$R = r + \rho_1 + \rho_2.$$

A mi r-t illeti, ez bármekkora távolságra nézve oly kicsinyre szállítható le, a milyenre csak akarjuk, mert csak elegendőleg nagy keresztmetszetű vezetőt kell választanunk. A mi pedig a belső ellenállásokat illeti, megjegyezzük, hogy az elektromindító erő a drót meneteinek számával arányos (**723**); ha tehát kívánjuk, hogy a szigeteléssel összeférő maximális elektromindító erő éressék el, kell, hogy az indukált drótnak bizonyos hossza legyen, és hogy ellenállása mégis igen kicsiny legyen, a drótot nagyon vastagnak kell vennünk. Ennélfogva roppant nagy gépet kell szerkesztenünk; vagy pedig több kicsiny gépet,

melyek mindegyikének elektromindító ereje ε_1, akként kell összekapcsolnunk, a mint több elemet szoktunk nagylapúlag (582) összekötni a végből, hogy a telep belső ellenállását csökkentsük.

Látjuk tehát, hogy tudományos szempontból az energia átvitelének problémája minden esetben megoldható, mert csak nagy keresztmetszetű vonalhoz és nagylapúlag kapcsolt nagy számú géphez kell folyamodnunk.

Az egész csak a költségnek és a pénzügyi szempontoknak kérdése. De az alapos számvetés kimutatja, hogy a nyereség korántsem olyan fényes, mint a milyennek igérkezett; és ha némelyeknek az a szép álma, mely szerint a mozgató erő néhány száz kilométerre szállíttassék, és például a Niagara-zuhatag rengeteg energiája Boston, New-York és Philadelphiában értékesíttessék, tényleg igen közel van a megvalósuláshoz: ez igen magas, nyilt vonalakon tapasztalat szerint még szállítható potencziálok alkalmazása révén fog megtörténni, melyek azonban nem a folytonos áramú dinamogépekben gerjesztetnek. A következő fejezetben megmutatjuk, hogy a munkának elektromos energia alakjában nagy távolságra való szállítása a váltakozó áramoktól várható.

737. Helyén van, hogy megjegyezzük, hogy munkaszünet idején, azaz rendszerint éjjel, a mechanikai munka végrehajtására szánt folytonos áramú dinamo-elektromos gépek elektromos fényt szolgáltathatnak a nélkül, hogy a lámpák költségein kívül más kiadást megkivánnának; vagy pedig összegyűjthetjük az energiát a nyugalom óráiban, akkumulátorokat töltvén meg (670), melyek szükség idején annak több, mint felét visszaadják.

Arra is gondoltak, hogy czélszerű volna az akkumulátorokat egy középponti műhelyben megtölteni és azután házhoz szállítani, sőt e czélra iparvállalat is alakult; de a tett kísérletekből kiderült, hogy sokkal alkalmasabb az energiát vezetők

segítségével szétosztani, épen úgy, a mint gazdaságosabb a világító gázt csövekben szétvezetni, semmint arra való edényekben összenyomva házhoz hordani, és a nagy garral megalakult társulat szép csendben feloszlott.

LII. FEJEZET.

VÁLTAKOZÓ ÁRAMOK ÉS ELEKTROMOS REZGÉSEK.

738. A földi mágnesség H vizszintes intenzitású terében álló függélyes kereten, ha szigetelt rézdróttal van körülfonva, mely összesen S felületet kerít be,

$$\mathfrak{N}_0 = HS$$

mágnesi erő-áramlás hatol át, ha a keret a tér irányára merőleges; de ha akeret síkja a merőleges helyzettel α szöget zár be, az áthatoló áramlás

$$\mathfrak{N} = \mathfrak{N}_0 \cos \alpha.$$

Ha a keret a függélyes körül

$$\omega = \frac{\alpha}{t} = \frac{2\pi}{T}$$

állandó szögsebességgel forog (**26.** I), a mágnesi tértől a τ idő alatt indukált elektromindító erő értéke

$$\varepsilon = \omega \mathfrak{N}_0 \sin \omega \tau,$$

vagy ha $\omega \mathfrak{N}_0 = \mathcal{E}$ tétetik,

$$\varepsilon = \mathcal{E} \sin \omega t, \qquad (2)$$

a mint a **693.** pontban adott szabályból az I. kötet **24.** pontjában közölt számítás mintájára könnyen levezethető.

Ezen kívül még az önindukczió elektromindító ereje fog a vezetékben fölgerjesztetni (**696**), melynek t időbeli értékét ε'-nal jelölvén, ha a vezeték ellenállása R, az áram i intenzitása t időben az Ohm-féle törvény értelmében

$$\varepsilon - \varepsilon' = iR,$$

képlettel van meghatározva; vagy pedig, tekintettel a **696.** pont (2) és (12) képleteire

$$\mathcal{E} \sin \omega\tau - \mathbf{L} \frac{\Delta i}{\Delta t} = iR. \tag{3}$$

Az integrálszámítás ezen egyenletnek következő megoldását adja:

$$i = I \sin (\omega t - \varphi), \tag{4}$$

mely képletben

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega \mathbf{L}}{R}, \tag{5}$$

$$I = \frac{\mathcal{E}}{\sqrt{R^2 + \omega^2 \mathbf{L}^2}} = \frac{\mathcal{E}}{R} \cos \varphi. \tag{6}$$

Az áram tehát *hullámzatos, sinusoidális* (4) s ugyanilyen az elektromindító erő is és ugyanaz a T periodusa van; ámde míg az utóbbinak akkor van maximuma, mikor $a = \frac{\pi}{2}$, vagyis a mikor a keret a tér irányában van: addig az áramintenzitás maximuma $a = \frac{\pi}{2} + \varphi$ értékre következik be, vagyis a mikor a keret a tér irányával φ szöget bezáró helyzetbe fordult.

Az áramintenzitás tehát az elektromindító erőhöz képest késedelemben van, és (5) képletből látható, hogy az eltérés ω szögsebességgel és $\mathbf{L}$ önindukczióbeli állandóval együtt növekedik, ellenben fogy, ha az ellenállás növekedik. Ha $R = o$, $\operatorname{tg} \varphi = \infty$ és $\varphi = \frac{\pi}{2}$; ha $R = \infty$, vagyis a nyitott áramkör esetében $\varphi = o$.

Azonfelül látjuk, hogy az áram intenzitása az önindukczió hatása miatt oly módon szenved kisebbedést, mintha az ellenállás R helyett

$$\sqrt{R^2 + \omega^2 \mathbf{L}^2}$$

lenne.

Ezt a kifejezést **látszólagos ellenállásnak** vagy **impe-**

dancziának nevezik. Értéke **L** együtthatótól és $T = \frac{2\pi}{\omega}$ periodustól függ s előállítható mint olyan derékszögű háromszög átfogója, melyben R és $\omega \mathbf{L} = \frac{2\pi \mathbf{M}}{T}$ a befogók.

739. Az olyanféle áram, melynek intenzitását a (4) képlet fejezi ki s általában minden időszakos (periodikus) áram, vagy mint közönségesen nevezik: a **váltakozó áram,** melynek iránya minden félperiodusban megváltozik, galvanométerrel nem mérhető, mert a mágnestűvel egyenlő, de ellentett irányú lökéseket közöl.

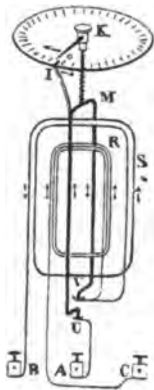
Hogy ezeket megmérjük, meg kell határozni az áramtól adott τ időben az ellenállás egységében fejlesztett hő mennyiségét; ez a JOULE-féle törvény értelmében minden időpillanatban az i intenzitás négyzetével arányos lévén, a fejlesztett hőmennyiség dinamikai egyenértékét a fejlesztés t tartamával elosztjuk s a hányadosból, vagyis i^2 átlagos értékéből második gyököt vonunk; ez megadja az áramintenzitásnak azt az I_e értékét, melylyel egy állandó áramnak bírnia kellene, hogy ugyanezt a hatást létesítse.

A váltakozó áram átlagos négyzetéből vont második gyök az áram **hatásos intenzitás**ának neveztetik.

740. A hatásos intenzitás még úgy is mérhető, hogy a váltakozó áramot önindukczió-mentes (önmagára hajlított) r ellenállású drótba bocsátjuk, s annak A pontját a quadránselektrométer egyik quadránspárjával, B pontját pedig az elektrométer tűjével közlekedtetjük: a maradandó kitérés az A és B közötti potencziálkülönbség négyzetének átlagos értékével arányos.

741. Azonkívül az **elektrodinamométer**hez is folyamodhatunk; a 870. ábra a készüléket SIEMENS-től adott formájában tünteti elő. S dróttekercs függélyes helyzetben van megerősítve

és *B* drótszorítóban meg *V* higanyos csészikében végződik. *M* rézdrótból hajlított négyszög *K* gombhoz erősített sodratlan selyemszálon függ és végei *U* és *V* higanyos csészikékbe merülnek; azonfelül egy lágy bronsz spirális, mely a selyemszálat körülveszi, az *S*-re merőleges helyzetben tartja: ekkor *I* mutatónak a beosztásnak éppen a zéruspontjára kell beállania. A két áramkör, ha t. i. az áramot *A* és *B* drótszorítókon a készülékbe bevezetjük, egymással párhuzamos helyzetbe törekszik jutni **(522)** s az *I* mutató, bármilyen legyen is az áram iránya, mindig az óramutató járásával ellenkező irányban fog kimozdulni; mérés közben azonban a *K* gomb segítségével, melyhez a lágy spirálás erősítve van, mindig visszahozzuk a *0*-sal jelzett helyzetbe. A szög, melylyel e végből a rugót meg kell sodorni, arányos a rugalmas erővel s így az elektrodinamikus hatással is, mely utóbbi a váltakozó áram intenzitásának átlagos négyzetével arányos. A második, *R*-rel megjelölt álló tekercs, mely *C* és *V*-ben végződik, több menetből áll és gyengébb áramok mérésére használtatik.



870. ábra. Elektrodinamométer.

742. Ha az áram sinusoidális, a mint pl. a (4) képlet kifejezi, hatásos intenzitása I_e, számítás szerint egyenlő $\sqrt{2}$-vel osztott maximális intenzitásával, vagyis

$$I_e = \frac{I}{\sqrt{2}}.$$

És hasonlóképen a periodusos elektromindító erő átlagos félnégyzete **hatásos elektromindító erő** nevét viseli; ha az elektromindító erő sinusoidális, lesz tehát

$$\mathcal{E}_e = \frac{\mathcal{E}}{\sqrt{2}}.$$

A hatásos elektromindító erő $\mathcal{E}_e$ értéke nyerhető, ha I_e s a látszólagos ellenállás (6) képletből vett értékének szorzatát alakítjuk; még a quadránselektrométerrel is meghatározható, mint **740.** pontban jeleztük, értékét egyenlőnek vevén amaz állandó elektromindító erőével, mely ugyanazt a kitérést létesíti.

Jegyezzük meg, hogy az elektromindító erő $\mathcal{E}$ maximuma a fiziológiai hatások intenzitását határozza meg, épen úgy, a mint I maximális intenzitás a mágnesező hatást létesíti; a dinamikai és a hőhatások ellenben $\mathcal{E}_e$ és I_e értékektől függenek.

743. Feltételezve azt, hogy a váltakozó áram összes energiája alakul át hővé, munkasikere, vagyis az időegységben átalakuló energia (**614**) nyilván

$$W = RI_e^2 = \frac{RI^2}{2},$$

és a (6) képletet is tekintetbe véve:

$$W = \frac{I\mathcal{E}}{2}\cos\varphi = \frac{1}{2}\,\frac{\mathcal{E}^2}{R + \frac{\omega^2 \mathbf{L}^2}{R}}$$

Látható tehát, hogy az önindukczió a munkasikert csökkenti és pedig annál nagyobb mértékben, mennél nagyobb a megfelelő φ fázisbeli késedelem, s végre $\varphi = \frac{\pi}{2}$ értékre, vagyis ha a késés a periodus negyedrészével egyenlő, zérussá lesz.

A munkasiker még az áramkör ellenállásától is függ, és pedig oly módon, hogy adott szögsebességre és adott önindukczióra a nevezőnek minimuma az értékét maximálissá teszi, azaz akkor, ha

$$R = \omega \mathbf{L},$$

s a mennyiben ekkor (5) képlet szerint $\operatorname{tg}\varphi = 1$, azaz $\varphi = \frac{\pi}{4}$, látjuk, hogy a munkasiker akkor éri el maximális értékét, ha a késedelem a periodus nyolczadrészével egyenlő.

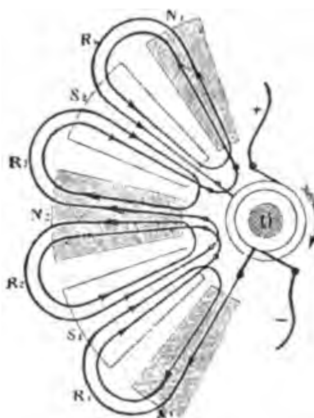
744. Az elektromótoros erő fokozása végett, mint a **738.** pont (1) és (2) képleteiből kiolvasható, az áramkör S felületének nagynak kell lennie, vagyis igen sok menetből álló indukált tekèrcset kell használni; erős mágnesi terekhez kell folyamodni, tehát hatalmas elektromágnesekkel kell a tereket előállítani, s indukczio-áramlásukat a tekércsekbe tett vasmagvakkal az indukált drótokon összesűríteni; végre nagy forgási sebességeket kell alkalmazásba venni.

745. A **717.** pont 856. ábrájában látható kis Siemens-féle gép igen alkalmas váltakozó áramok előállítására, a mennyiben e végből csak a kummutátort két egymástól szigetelt fémgyűrűvel kell helyettesíteni s az indukált tekercs két végét ezekkel, s ekként az áramszedő seprűkkel vezetőleg összekötni. Ámde ez a berendezés túlságos nagy forgássebességet kívánna meg, hogy a kellő **szaporaság** (frequentia), vagyis *a váltakozások másodperczenkénti száma* eléressék, mely a gyakorlatban 100 körül szokott lenni. Ez okból az indukált rendszert több egyenlő tekercsből szokás készíteni, melyek egymásután lépnek a váltakozó irányu mágnesi keretbe.

A 871. ábra segítségével könnyen alkothatunk magunknak helyes fogalmat a váltakozó áramú dinamogépről, vagy mint manapság mondják: az **alternátorról.** R_1, R_2, ... négyet jelent azon n tekercsből, melyek az O tengely körül forgó kerékre vannak erősítve, oly módon, hogy n állandó árammal gerjesztett elektromágnesnek váltakozó sarki felületei: $N_1, S_1, N_2, S_2, \ldots$ előtt elhaladjanak. Az összes indukczió-áramlás, mely a tekercseken az ábrában előtüntetett állásukban áthatol, algebrailag véve zérussal egyenlő, s növekedik, a mint a tekercsek ebből a helyzetből kimozdulnak: maximummá lesz, a mikor a tekercsek a sarki felületekkel épen szembe kerülnek, azután pedig újra zérussá lesz, előjelet változtat, ezzel a jellel ismét maximummá válik, ha a rákövetkező, az előbbenivel ellentett sarkkal áll szembe, és így tovább.

Ennek megfelelőleg az elektromótoros erő, mely az áramlás változásával egyenlő (**693**), a sarkok között való átmenetel pillanatában előjelet cserél s a közbenső állásokban maximális értékek között ingadozik; egy periodus az egymásra következő egynevű — pl. S_1 és S_2 — sarkok előtti átvonulásnak felel meg, úgy hogy ha a kerék n' fordulatot tesz másodperczenként s n tekercset hord, a szaporaság $\frac{nn'}{2}$.

Minthogy az egymásra következő tekercsekben az elektromindító erők minden pillanatban ellenkező előjelűek, a rézdrótok a rajzban látható módon vannak összekapcsolva. A tekercsek lánczolatának végei két (egymástól elszigetelt) gyűrűhöz vannak hozzáforrasztva, melyekről a seprűk szikrák nélkül szedik fel az áramokat, a miért is könnyebb magasabb potencziálokkal dolgozni, mint a folytonos áramú gépeknél.



871. ábra. Alternátor.

Így például azok a dinamogépek, melyek Tivoliból Rómába változó áramokat küldenek, 5000 *volt* sarkfeszültséggel dolgoznak s így azután aránylag gyenge, a 25 kilométernyi vezetékben kevés hőt fejlesztő árammal lehetséges Rómába 1000 gőz-lóerőnél nagyobb energiát szállitani.

746. Minthogy a magas potencziálu áramok nem hasznosíthatók közvetetlenül a közönséges ipari alkalmazásokban, s mert az emberre nézve veszedelmesek, összeegyeztetvén az átvitel olcsóságát a gyakorlat követelményeivel: ezeket az áramokat alacsonyabb potencziálú s nagyobb intenzitású ára-

mokká alakítják át, vagy mint általánosan mondják, *transzformálják*. Ennél azonban arra kell törekedni, hogy a két tényező szorozmánya, mely elektromos hatásfokukat méri, állandó maradjon; más szóval oly átalakitást, *transzformácziót* kell keresni, mely az energiának legkisebb szétszóródásával jár.

A váltakozó áram **transzformátorai** indukcziós készülékek, melyek ugyanoly elven alapulnak, mint a Ruhmkorff-féle gép **(699)**, de az elsődleges áramot ezzel ellenkezőleg, a több menetből álló tekercsbe kapják, minthogy most az a czél, hogy ennek drótvégein alkalmazott periodikusan változó potencziálkülönbség helyett a másik tekercsből alacsonyabb elektromindító erőt kapjunk. Minthogy a másodrendű áramnak intenzitása nagyobb, az elsődleges tekercs drótja vékonyabb lehet a másodlagosnál, a nélkül hogy fölmelegednék.

A transzformátor vasmagva, a helyett, hogy hengeralakú volna, igen czélszerűen magába zárt gyűrűből áll, minek az a következménye, hogy egyenlő tömeg mellett az indukczió áramlása sokkal nagyobb intenzitásu **(726)** s ennélfogva sokkal kedvezőbb hatásfokkal végzi az átalakítást. A vasmagnak egymástól lakkal vagy paraffinnal szigetelt drótokból, avagy pedig lemezekből kell állania, hogy a mágnesi áramlásra merőleges áramok, melyek a vasmagot az energia rovására fölmelegitenék, ne keringhessenek benne. A transzformátor egyik legegyszerűbb s egyúttal legkitünőbb tipusa a *Zipernowski-Déry-Bláthy*-féle transzformátor; a vékony drótból gyűrűvé font vasmagot 6 vastag rézdrótból és 6 vékony rézdrótból készült tekercs veszi körül, melyek egymással váltakozván, a szaporán változó mágnesi tér indukcziója rendkívül előnyösen van kihasználva.

Legyen n_1 és n_2 az elsődleges, illetőleg a másodlagos tekercsek összes meneteinek a száma; i_1 és i_2 pedig az egy pillanatban bennök áramló intenzitások; $\mathcal{N}$ az indukczió áramlásnak egy meneten áthatoló intenzitása; végre $\mathcal{R} = \frac{l}{\mu A}$ a vasmagnak ugyanazon pillanatbeli mágnesi ellenállása **(726)**. A mág-

nesindító erőt az ellenállás s az indukczió áramlásának szorzatával egyenlítvén, kapjuk, hogy

$$4\pi\,(n_1 i_1 + n_2 i_2) = \mathcal{N}\mathcal{R}. \qquad (1)$$

Ha $\mathcal{N}$ változik, a két áramkörben e_1 és e_2 elektromindító erők gerjesztetnek, melyek a menetek számával, továbbá az $\mathcal{N}$ változásának sebességével arányosak; e szerint felírhatjuk a következő kifejezéseket:

$$e_1 = n_1 \frac{\Delta\mathcal{N}}{\Delta t}, \quad e_2 = n_2 \frac{\Delta\mathcal{N}}{\Delta t}, \qquad (3)$$

melyekből

$$e_2 = \frac{n_2}{n_1} e_1, \qquad (3)$$

s ha még felteszszük, hogy a másodrendű tekercs r_2 ellenállású önindukcziómentes egyszerű vezetővel van zárva, árama az elektromindító erővel egyfázisú lesz, a miért is minden pillanatban

$$e_2 = r_2 i_2. \qquad (4)$$

Másrészt, minthogy a jól készült transzformátorban a hiszterézis és az élősdi áramok okozta veszteségek elhanyagolhatók, az elsődleges tekercscsel közölt W munkamennyiségnek az elsődleges és a másodlagos tekercs meneteiben s ez utóbbinak áramkörében, ha ez t. i. egyszerű ellenállásból, pl. izzólámpákból áll, hő alakjában kell megjelennie.

Legyen r_1 és r_2 az elsődleges, s ill. a másodlagos tekercs ellenállása, j_1 és j_2 a bennök áramló hatásos intenzitás **(739)**, akkor

$$W = r_1 j_1^2 + r_2 j_2^2. \qquad (6)$$

Ámde r_1 olyan kicsinynek választható, hogy az elsődleges tekercsben elprédált energia az egésznek igen kicsi törtrésze; ezt elhanyagolván, közelítőleg áll:

$$W = r_2 j_2^2. \qquad (7)$$

Ámde az elsődleges tekercs drótszorítóin a sarkfeszültség az Ohm-féle törvény szerint

$$v = e_1 + r_1 i_1, \tag{8}$$

s a parányi τ időelemben szállított energia:

$$v i_1 \tau = (e_1 i_1 + r_1 i_1^2)\,\tau.$$

Minthogy azonban a második tag elhanyagolható,

$$v = e_1,$$

és a (3) és (4) képletek tekintetbe vétele után:

$$r_2 i_2 = \frac{n_2}{n_1} v.$$

747. Látjuk tehát, hogy a másodlagos áramnak körülbelül az az intenzitása, melylyel bírna, ha áramkörében egy olyan elektromindító erő hatna, mely az elsődleges tekercs drótszorítóin ható potencziálkülönbségnek $\frac{n_2}{n_1}$-szerese. És minthogy a másodrendű tekercs ellenállása mindenkor elenyésző kicsiny a teljes r_2 ellenálláshoz képest, a tekercs végei között a potencziálkülönbség mindenkor $\frac{n_2}{n_1} v$-vel egyenlőnek vehető.

Elegendő tehát, ha az elsődleges tekercs sarkai között állandó potencziálkülönbséget tartunk fenn, hogy a másodlagos tekercs végei között is a gyakorlatban állandónak tekinthessük, bár a zárlat ellenállását meglehetős tág határok között változtatjuk is.

A transzformátor eme tulajdonságát a fény elosztásánál értékesítik, a mennyiben a másodlagos tekercs áramkörébe zárt több lámpa kigyújtható vagy elolthatő, a nélkül, hogy a többiek jó működése legkisebb mértékben is zavartatnék. E végből bizonyos számú transzformátor elsődleges tekercsei a váltakozó áramú gép vezetékébe egymással párhuzamosan (egymás mellé) kapcsoltatnak, melyek mindegyike most az elosztásnak mintegy második középpontjának tekinthető; a másodlagos tekercsek vezetékébe, egymással párhuzamosan, bekapcsoltatnak az izzólámpák.

Most már elég, ha az alternátor elektromágneseit gerjesztő áram állandó, hogy az összes transzformátorok gerjesztő tekercsein — s ennélfogva a másodrendű tekercseiben is — állandó legyen a potencziálkülönbség, bármekkora legyen is a bekapcsolt lámpák száma, természetesen feltéve azt, hogy együttes ellenállásuk a másodlagos tekercs ellenállásához képest elég nagy.

748. Jegyezzük meg, hogy a v potencziál és az i_1 áram fázisa nem egyenlő s hogy ez utóbbinak az elmaradása fokozatosan növekedik, ha több és több lámpa kioltatik, vagyis ha a másodlagos áram csökken. Ezzel lépést tartva, kisebbedik a transzformátorral közölt energia-mennyiség is (**743**), noha sarkai között állandó potencziálkülönbség tartatik fen.

Ha valamennyi lámpa kioltatott, $i_2 = 0$ s az egy meneten áthatoló indukczió-áramlás az (1) képlet szerint

$$\mathcal{N} = \frac{4\pi n_1 i_1}{\mathcal{R}}$$

s az elsődleges tekercs összes n_1 menetén áthatoló áramlás $n_1\mathcal{N}$.

Ekkor a (2) képlet

$$e_1 = \frac{4\pi n_1^2}{\mathcal{R}} \frac{\Delta i_1}{\Delta t_1}$$

alakot ölt, melyben

$$v = V \sin \frac{2\pi\tau}{T}, \text{ és } \mathbf{L} = \frac{4\pi n_1^2}{\mathcal{R}}$$

helyettesítéseket tevén, a (8) képletből a következő keletkezik:

$$V \sin \frac{2\pi\tau}{T} = \mathbf{L} \frac{\Delta i}{\Delta t} + r_1 i_1,$$

ez pedig a **738.** pont (3) képletével megegyező. Minthogy ez esetben a mágnesi ellenállás nagyon kicsiny, az önindukczióbeli állandó, **L**, s vele együtt az elektromos áramkör látszólagos ellenállása oly nagygyá lesz, hogy az áram átmenetelét mintegy meggátolja és pedig a nélkül, hogy energiát fogyasztaná, a mint ez önindukcziómentes ellenállásban megtörténnék.

Kitünik tehát, hogy a **vezetékbe kapcsolt nagy önindukcziójú** tekercs a váltakozó áramot mintegy elfojtja.

749. Ha a váltakozó áramok nem világításra, hanem mechanikai munka végzésére alkalmazandók, az alternátort (**745**) kell elővenni, mely gép épen úgy megfordítható, mint bármely más dinamo s mótorként hat, ha elektromágnesét egy külön folytonos áram gerjeszti s indukált rendszerén váltakozó áram vezettetik keresztül. De hogy az alternátor a bevezetett áramtól foroghasson, azaz hogy *áramvevő*ként (receptor) használható legyen, az áramfejlesztő géppel *egyenlő járásúnak* kell lennie, mert különben az álló sarkok s a váltakozólag mágnesezett tekercsek egymásra hatása a helyett, hogy a gépet járatná, a forgást épen megakaszthatná.

Azért is, mielőtt az ilyen egyenlő járású, vagy mint nevezni szokták, **szinkrónikus mótorok**ba a váltakozó áramot bebocsátanák, oly forgássebességet kell velök közölni, hogy a forgásnak kedvező hatások összege nagyobb legyen, mint a gátló hatásoké; azonfelül még az a kellemetlenség jár velök, hogy az ellenálló munkának hirtelen növekedése az együttes járásból (fázisból) kizökkenti s a gép esetleg megáll.

750. Ellenben önmaguktól megindúlnak az u. n. **forgó mágnesi terü mótor**ok, melyek Ferraris ama megfigyelésén alapulnak, hogy két egymásra merőleges, a *sinus* törvénye szerint változó intenzitású mágnesi tér állandó intenzitású és egyenletes sebességgel forgó mágnesi térré tevődik össze, ha egy negyed periodus-különbség van köztük. Ez olyan módon történnék, mint a hogy két egymásra merőleges egyenes vonalú rezgés egyenletes körmozgássá tevődik össze (**290**).

Vezető korong, vagy önmagába zárt (gyűrűalakú) tekercs a térre merőleges tengelyen a forgó mágnesi tér hatására forgásnak indul, úgy mint a **685.** pontbeli 5. kisérletben a forgó mágnes fölött elhelyezett rézkorong.

Ezt az eszmét gyakorlatilag értékesítették. A Majna-Frank-

furtban a kiállításon egy forgó mágnesi terű gép volt látható, mely egy szivattyú révén kis vízesést táplált. Az ehhez szükséges energiát 175 km távolságból, a Neckar mellett levő Lauffenből kapta. Lauffenben 300 lóerejű turbina egy olyan alternátort forgatott, melynek két indukált rendszere volt; ez utóbbiak egymáshoz képest úgy voltak elhelyezve, hogy váltakozó áramok között a kívánt fáziskülönbség létesüljön. A 150 *volt*-nyi hatásos elektromindító erejű alternátor két váltakozó áramát két transzformátor 20,000 *volt* potencziálkülönbségre emelte, úgy hogy az áramok 3 mm vastag, levegőben kifeszített és jól szigetelt rézdrótokon Frankfurtba voltak vezethetők. Frankfurtban a magas potencziálkülönbség transzformátorok révén 100 *volt*-ra átalakíttatván, a sarkokon $^3/_4$ része annak az energiának volt átvehető, melyet a lauffeni turbina az elektormos rendszerrel közölt volt. Ez az energia 1000 lámpát táplált s működtette az említett kis vízesést.

751. Mielőtt az elektromosság alkalmazásainak terét elhagynók, ki akarjuk emelni, hogy a **telefon (594)**, épen úgy, mint a többi mágneselektromos készülékek, szintén megfordítható.

Megismerkedtünk a **telefonnal** mint jelvevő készülékkel, midőn egy telep s egy mikrofon **(596)** áramkörébe van iktatva. Hogy azonban az élőszót távolságokra vigyük át, nincs szükségünk telepre és mikrofonra; csak két azonos telefont kell egy zárt áramkörbe iktatnunk, a melyek közül az egyik jeladó, a másik pedig jelvevőként szerepel.

Az elsőnek tölcsére előtt létrehozott hangok megrezdítik a vaslemezt, melynek rezgései a mágnes mágnességében módosulásokat idéznek elő, s ily módon az áramkörben áramokat indukálnak. Az indukált áramok meg a maguk részéről ugyanazzal a ritmussal módosítják a második készülék mágnesét, minélfogva ez kisebb-nagyobb mértékben vonzza a maga vaslemezét, mely neki mintegy horgonyúl szolgál, és a mely a

másik lemez rezgéseit a levegővel közölve adja vissza. Mi sem lehet ennél egyszerűbb.

Eme telefonos rendszernek szabályszerű működését megzavarják az áramkörben esetlegesen indukált áramok, melyek vagy a telegráfdrótoktól, vagy a légköri elektromosságtól származnak, s a melyek jóval erősebbek a készülék áramainál, s ezekkel összegyűlve dübörgést létesítenek, mely megakadályozza az áttett beszéd megértését. E bajon akként segíthetünk, hogy az odamenő drótot a visszatérővel szorosan egymás mellett vezetjük, úgy hogy az áramkörben esetleg indukált elektromindító erők mindenkor kettenként egyenlők és ellenkezők legyenek.

A telefonban inditott áramok oly gyengék, hogy 1 cm térfogatú durranó gáz csak 19 év alatt volna képes voltaméterben (649) fejleszteni és egy kis kaloria energiája PELLAT szerint elegendő volna arra, hogy a telefont 10000 esztendőn keresztül állandóan hallható hangzásban tartsa.

A telefon áramai e szerint sokkal gyengébbek, semhogy a telegraf jelvevő készülékét mozgásnak indíthatnák; s másrészt, ha a telegraf vezetékének önindukcziója alkalmas módon nagyobbíttatik, várható, hogy az ezen készülékeken átbocsátott áramok intenzitása nem hirtelen, hanem fokozatosan változóvá lesz, mely a telefonon átmenvén, olyan lágy és lassú rezgéseket okoz benne, hogy azok a fülre nem hatnak. Ezt a körülményt felhasználva, sikerült megoldani a problémát, hogy milyen módon lehet egy és ugyanazon a vonalon egyszerre telegrafálni és telefonálni.

752. Érintettük volt már (417), hogy a sűrítő kisülése rezgésszerű jelleget ölthet; most a dolgot kissé közelebbről fogjuk megvizsgálni. A töltéssel a két fegyverzet között létrehozott potencziálkülönbség az elektromosságot OHM törvénye szerint a fémektől s a szikrától alkotott kisülési ívbe űzi; bár a szikra rendkívül rövid tartamú, mégis igen sok, hozzá képest végtelen kicsiny időközre bonthatónak képzelhetjük. Már az első pillanattól kezdve, a mikor az elektromosság az íven át kezd áramlani,

csökken a potencziálkülönbség s vele az áramintenzitás is, úgy hogy az ellentett elektromindító erő, mely az áram megindulásának pillanatában támadni kezd, csakhamar fölülkerekedik, ellentett irányú áramot indít, mely ismét az eredetivel egy irányú áram létrejöttének okává lesz, s így tovább. Ámde hogy az áramkörben ezek az **elektromos rezgések** létrejöhessenek, kell, hogy a különáram elég erős legyen arra, hogy a megelőző áramot leküzdhesse, vagyis kell, hogy az önindukczió egy bizonyos értéket meghaladjon, mely az áramkör elektromos ellenállásától és a sűrítő kapaczitásától függ, a mint az a következő okoskodásból ki fog derülni.

Legyen e annak az elektromosságnak a mennyisége, mely τ időpillanatban a C kapaczitású sűrítő fegyverzetei között V potencziálkülönbséget létesít, azaz legyen **(371)**

$$e = CV. \tag{1}$$

A töltésnek Δe elektromosság mennyiséggel $\Delta\tau$ időben bekövetkező kisebbedése az ívbeli áram intenzitásául a következő értéket adja **(514)**:

$$i = \frac{\Delta e}{\Delta t}, \tag{2}$$

mely az áramkör R ellenállásával megszoroztatván, az elektromindító erők összegével lesz egyenlő, azaz **(748)**:

$$iR = v - \mathbf{L}\frac{\Delta i}{\Delta t}, \tag{3}$$

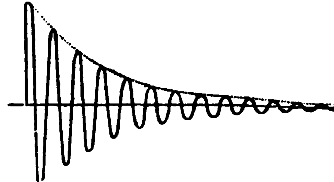
hol v a t időbeli potencziálkülönbséget, $\mathbf{L}$ pedig az önindukczió együtthatóját jelenti.

Ebből az egyenletből az integrálszámítás segítségével levezethető, hogy két eset lehetséges, a szerint, a mint

$$R \gtrless \sqrt{\frac{4\mathbf{L}}{C}}.$$

753. Az első esetre nézve a számítás azt adja, hogy az áram i intenzitása nem változtat előjelet: azonnal maximális

értéket veszen föl, s erről lassanként a zérusra csökken, miként a 872. ábrában a kipontozott vonal mutatja. Ámde az áram a valóságban legtöbbször még sem állandó, hanem szakadozott,



872. ábra. Kisülés jelváltozás nélkül.

a mennyiben az ív kisül, mielőtt az elektromosságnak ideje lett volna a fegyverzetekről leáramlania.

754. A második esetben az áram i intenzitása előjelét időszakosan változtatja: egyenlő időközű, izochron rezgéseket végez, melyeknek tágassága azonban folytonosan fogy, a mint ezt különben a rajzbeli folytonos görbe előtünteti.

A számítás azonfelül megmutatja még azt is, hogy egy rezgés ideje

$$T = \frac{2\pi\sqrt{CL}}{\sqrt{1 - \frac{CR^2}{4L}}}. \qquad (4)$$

Az R ellenállásra vonatkozólag meg kell jegyezni, hogy ezek a nagy szaporaságú áramok nem egyenletesen haladnak át a vezetőnek egész keresztmetszetén, mint az állandó, vagy a lassan változó áramok: a vezető felületén nagyobb a sűrűségök s így, ha csak a vezető keresztmetszete nem igen kicsiny, a (hengeralakúnak képzelt) vezető tengelyéig egyáltalában nem jutnak, úgy hogy az ellenállás reájuk nézve megnövekedettnek tekintendő. Ennek daczára a nevező második tagja, ha vastagabb fémes vezetőkről van szó, elhanyagolható s azért is az elektromos rezgés ideje a következő egyszerűbb képlettel is kifejezhető:

$$T = 2\pi \sqrt{CL}. \quad (5)$$

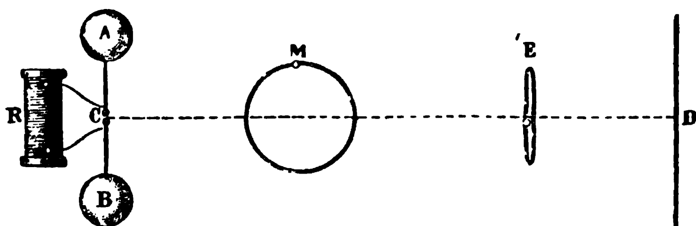
755. A C kapaczitás a felülettel arányos, a fegyverzetek távolságával pedig fordítva arányos. Az önindukczió együtthatója növekszik, ha a vezetéket alkotó spirális nagyobb, vagy ha a menetek száma nagyobb; de jó lesz ez utóbbiról megjegyezni, hogy ily rohamosan változó áramokról lévén szó, nem növekedik, ha vasmaggal béleljük ki, mert bármily finom elosztású legyen is a vasmag, a felső rétegben indukált áramok a tekercsen átmenő áram hatását semlegesítik s a vas nem mágneseződik.

756. Egy *mikrofarad*-nyi kapaczitás egy *henry*-vel egyenlő önindukczión keresztül kisütve, másodperczenként 157 rezgést adna. Lodge-nek tényleg sikerült igen nagy battériák és igen nagy tekercsek segítségével elektromos rezgéseket létesitenie, melyek a hangrezgésekkel összehasonlíthatók, a mennyiben másodperczenként számuk csak 500 volt; másrészt a két szigetelt golyócska között átugró szikra oly szapora rezgéseket idéz elő, hogy másodperczenkénti számuk 4000 millió körül van.

757. Ezek az elektromos rezgések **Hertz kísérletei** révén rendkívüli fontosságra emelkedtek. Ugyanis annak a régi kérdésnek kísérleti megoldására vezettek, hogy az elektromos hatásoknak időre van szükségök az elterjedésre s Hertz-nek sikerült is ugyancsak ezen rezgések felhasználásával a tovaterjedés sebességét meghatároznia. Elvben elegendő volna egy sűrítőt záró, szikraközzel bíró elsődleges vezetékkel szemben egy második kis megszakítással bíró vezetéket felállítani s meghatározni, hogy mekkora késedelemmel követi az indukált szikra az indukálót; ámde ez a késedelem a valóságban olyan rendkívül kicsiny, hogy közvetetlen mérés alá nem vonható. Hertz arra a gondolatra jött, hogy a haladó elektromos hullámokat épen úgy, mint a hanghullámokat, álló hullámokká alakítsa át (I., **304**), és pedig az által, hogy fémfelületről visszaverődteti őket, s meg-

méri két egymásra következő csomónak egymástól való távolságát, mely tudvalevőleg a hullámhossz felével egyenlő. A hullámhosszt λ-val jelölvén s a T rezgés-időt az (5) képletből kiszámítván, azonnal megkapjuk (I, **282**), hogy a terjedés sebessége $v = \frac{\lambda}{T}$.

758. Az elektromos hullámok gerjesztésére Hertz **vibrátort** használt; ez két fémpálczikából állott, melyek C-nél (873. ábra) kis fémgolyókban végződtek s azonfelül mindegyikök nagy fémgolyóval — A és B — (vagy pedig 40 cm² felületű fémlappal) közlekedett, hogy az önindukczió, s ezzel a rezgésidő szabályozható legyen.



873. ábra. Hertz kisérlete.

A fémpálczikákat Ruhmkorff-féle tekercs sarkaival összekötvén, C-ben szikrák fognak átütni; hogy az elektromos rezgések tényleg létesülhessenek, a szikráknak hirtelen kell a levegőn átütniök, épen úgy, a mint az ingát hirtelen el kell bocsátanunk, ha azt akarjuk, hogy lengjen, és nem tartóztatnunk a mozgását. Azért is a golyócskáknak jól csiszoltaknak kell lenniök, mert különben az elektromosság az érdességeken keresztül fokozatosan áramlana ki; a hirtelen kisülés létrejöttét nagyon előmozdítja az, ha a szikrát olaj alatt engedjük átütni. A szikrát azonkívül más szikrából jövő világosságtól kell védeni; Hertz ugyanis fölfedezte, hogy az ibolyántúli fénynek az a hatása, hogy fokozatos kisülést létesít, különösen a negativ elektródon.

A tekercs, bár közlekedésben van a vibrátorral, nem hat zavarólag, mert összehasonlíthatatlanul nagyobb önindukcziójánál fogva nem képes ilyen szapora rezgéseket gerjeszteni.

759. A vibrátor minden egyes rezgése két hullámrendszert létesít: egy elektromos, és egy mágneses hullámrendszert, s a tér minden pontjában a megfelelő hatások erre alkalmas készülékekkel tanulmányozhatók. Az elektromos erő vonalai a vibrátor *AB* tengelyén átmenő síkokban vannak s *A* és *B* gömbök középpontjait kötik össze. A mágnesi erővonalak ellenben a tengelyre merőlegesek.

Ebben az időszakosan váltakozó térben bármily két fémdarab, pl. két kulcs vagy pénzdarab között szikrácskák ütnek át. De hogy a tér tulajdonságait tüzetesen tanulmányozhassa, Hertz rézdrótból hajlított gyűrűt használt, melynek kis szikraköze mikrométeres csavarral szabályozható volt. A benne megjelenő szikrácskák a rezonancziához (I, **317**) analog tünemény utján jönnek létre s azért sokkal bőségesebbek, ha a gyűrű — a **rezonátor** — méretei olyanok, hogy ugyanolyan periodusú elektromos rezgéseket engednek meg, mint a vibrátor.

A midőn a rezonátor az *E*-ben látható helyzetet foglalja el, vagyis ha középpontja *CD* egyenesben van, síkja pedig erre az egyenesre merőleges, akkor a szikrákat az elektrostatikai indukczió létesíti s legnagyobbak akkor, ha a szikraközön átmenő átmérő a vibrátor tengelyével párhuzamos; ha az átmérő erre az irányra merőleges, a szikrák teljesen kimaradnak.

Ha ellenben a mágnesi erő vonalait öleli át a rezonátor, áramlásuk időszakos változása váltakozó áramot gerjeszt, mely bármilyen irányítás esetében is ad szikrákat; a hatás legnagyobb az *M* helyzetben, a mikor a rezonátor síkja a tengelyt magában foglalja.

760. A vibrátor tengelyével párhuzamos *D* fémfal a hullámokat visszaveri. Ha a rezonátort *CD* vonal irányában önmagával párhuzamos helyzetben eltoljuk, egyenlő közökben

maximális és minimális hatás pontjait fogjuk találni, egész hasonlóan a tranzverzálisan rezgő kötél csomóihoz és hegy-völgyeihez.

Az ekként lemért hullámhosszt a kiszámított rezgési idővel elosztván, a sebesség értékéül mintegy 3×10^{10} C.G.S. találtatott: olyan érték, mely a fény terjedéssebességének értéke körül jár.

Azonban SARASIN és DE LA RIVE különböző nagyságú rezonátorokkal kisérletezvén, azt fedezték volt fel, hogy ezekkel különböző hosszaságú hullámhosszak adódnak és pedig mindig a rezonátor periodusának megfelelő hullámhoszszal.

Az első önként kinálkozó magyarázat az volna, hogy a vibrátor minden hullámhosszaságú rezgéseket végez, hogy mintegy folytonos színképet sugároz ki; azonban valószinűbbnek tetszik a következő körülményen alapuló magyarázat.

A vibrátor elektromos rezgései valamint az elektromos ellenállás miatt, mely az energiát hővé alakítja át, úgy pedig — és különösen — azért, mert az energia a környező éterbe kisugároztatik, erősen csillapulnak; a rezgések tágasságai, mint a 872. ábrában elő van tüntetve, gyorsan kisebbednek, úgy, hogy a 10-dik már csak $^1/_{14}$-része az elsőnek. Ellenben a rezonátor, minthogy alakja zárt, kifelé csak igen kevés energiát sugároz, a miért is rezgései olyan tartósak, hogy ezernyi is megolvasható belőle, mielőtt a tágasság a kezdeti értéknek $^1/_{10}$-re csökkent volna.

Ez a körülmény megmagyarázza a SARASIN és DE LA RIVE-től megfigyelt tényt. Ugyanis abban a legkedvezőtlenebb esetben, a mikor a vibrátor összes rezgései azonnal csillapúlnak, úgy, hogy csak egyetlen egy impulzus indul ki belőle: ez a rezonátorra úgy hat, mintha csak egy lökést közölne vele, melyből rezegni kezd s a rákövetkező lökés, melyet a visszaverődött hullámtól kap, a rezgésben tovább fogja tartani, ha oly távolságra esik a faltól, melyben a két impulzus egyező fázisban van. Ha ellenben a visszavert impulzus ellentett fázissal érkezik a rezonátorhoz, azaz ha a félrezgések páratlan számával

elkésve, a rezonátort, hogy úgy mondjuk, elhallgattatja, s a szikrák elmaradnak. Beláthatjuk tehát, hogy a visszaverő faltól mért távolsága ama pontoknak, melyekben a rezonátor szikrázása maximális vagy minimális, a rezonátor méreteitől, nem pedig a vibrátortól kell, hogy függjön.

Az oly tényleges esetekben, a mikor a vibrátor csekély számú, mindinkább kisebbedő rezgést végez, a rezonátorra való hatás nyilván nagyobb lesz, ha a vibrátorral megegyező rezgésbe helyezkedik.

761. A fémfalban a hozzáérkező elektromos hullámtól indukált váltakozó áram minden pillanatban ellentett irányú a benne gerjesztett elektromos eltolódással, s ennek következtében a falon csomó támad; s tényleg, ha a rezonátort *E* helyzetben a fal kellő közelébe helyezzük, szikrák nem fognak mutatkozni, de ha a hullámhossz negyedrészével távolítjuk, maximumot találunk, mert ezen a helyen a haladó és a visszatérő hullám okozta elektromos eltolódások megegyezők.

Ellenben nem támadnak ezen a helyen szikrák, ha a rezonátort az *M*-ben láthatóhoz hasonlóan irányítjuk, vagyis akkor, a mikor a rezonátor síkja a mágnesi erővonalakra merőleges s a szikra-útja az elektromos erővonalak irányába esik, mert ebben az esetben a beeső és a visszavert mágnesi erő-áramlás az áramkör ellenkező oldalain hatol be; minthogy e kettő egymással közel egyenlő, egymást megsemmisíti.

A csomókban, vagyis a faltól a félhullámhossznak egész sokszorosaival egyenlő távolságokban az elektromos eltolódások ellentettek s így az *E*-nél látható módon irányításban nincsen szikra, az *M* irányítás pedig maximális szikrázást indít meg, mert a mágnesi erő-áramlások ellentettek ugyan, de ellentett oldalakon lépvén be, indukáló hatásuk összeadódik.

762. A vibrátorból kiinduló elektromos hullámok, a térben elterjedvén, természetes, hogy a távolsággal gyengülnek. De ha a vibrátor parabolás hengerré hajlított fémlemez gyújtó vonalá-

ban helyeztetik el, ennek a *tükörnek* felületéről visszavert hullámok párhuzamos nyalábot alkotnak s azért is nagyobb távolságig tartják meg intenzitásukat; ha az *elektromos sugarak*nak ezen nyalábja egy második, az elsővel szemben felállított hasonló parabolás tükörre esnék, a nyaláb a gyújtóvonalban épen úgy gyűjtetik össze, miként az akusztikában és optikában láttuk volt. Hertz ezen kisérletében használt vibrátor 2—3 cm átmérőjű, 20—40 cm között változtatható hosszaságú két rézhengerből állott, melyek a végeiken ülő 3—4 cm átmérőjü golyókkal állottak szemben. A legkisebb hullámhossz mintegy 30 cm volt. A rezonátor, mely ebben a kisérletben a második tükör gyújtó vonalában helyeztetik el, a vibrátorhoz hasonló berendezésű volt: két egyenlő hosszaságú fémdrót, melyeknek egymással szemben álló végeikből két szigetelt drót vezetett a tükörbe vágott nyiláson keresztül a tükör mögött levő szikraúthoz, hol is a megfigyelést kényelmesen lehetett végezni.

763. Mindaddig, míg a tükrök optikai tengelyei egybeesnek, a rezonátor élénk szikrákat ad, melyek akkor sem szünnek meg, ha a sugárnyaláb útjába szigetelő testeket helyezünk, de azonnal kimaradnak, mihelyt vezető lapokat állítunk a két tükör közé. Az elektromos hullámok tehát átmennek a szigetelőkön, átmennek pl. a faajtókon, falakon; fémek, vagy másodrendű vezetők azonban útjokat vágják. Feltartják őket fémdrótból készített rácsok is, ha a drótok a tükrök gyújtó vonalával párhuzamosak; de a szikrák ismét megjelennek, ha a drótok ehhez az irányhoz hajlanak s teljes fényöket szerzik vissza, mihelyt a drótok a vibrátorra merőlegesek. A fémrács tehát épen úgy viselkedik az elektromos sugarakkal szemben, mint a turmalin (277) az egyenes vonalban sarkított fénysugarak irányában.

Ha a tükrök egyikét a párhuzamos helyzetből fokozatosan elfordítjuk, annyira, hogy gyújtó vonala végül a másikéra merőleges: a rezonátor szikrái folyton gyengülnek s végre tel-

jesen eltünnek. A két tükör tehát az optikai polarizátor és analizátor (**275**) módjára viselkedik.

764. Eldöntendő, hogy az elektromos erőnek eme sugarai szenvednek-e törést is, vagy nem: HERTZ a két tükör közé hatalmas szurokprizmát állított fel, élével párhuzamosan a vibrátorhoz és a rezonátorhoz s azt tapasztalta, hogy a szikrák csakis akkor jelentek meg újra, a mikor a rezonátort tartó tükör optikai tengelye az első tükör optikai tengelyével egy bizonyos szöget zárt be. A rendszert a minimális elhajlításra állítván be, a szikrák a legfényesebbeknek mutatkoztak; a tükrök tengelyétől alkotott szög ekkor 22°, a prizma törő szöge pedig 30° lévén, a szurok törésmutatóját erre a hullámhosszra vonatkozólag 1,69-nek találta.

Később RIGHI, kisebb, 2—3 cm-nyi hullámhosszakkal dolgozván, a tükrök, a prizma s az összes többi készülékek méreteit jelentékenyen leszállíthatta s igen érdekes kisérleteket tett az elektromos sugarak teljes visszaverődésére, interferencziájára és diffrakcziójára vonatkozólag. Tükrei, prizmái és lencséi akkorák voltak, a minőket az optikában szoktunk használni.

Be van tehát bizonyítva, hogy az elektromos hullámok ugyanolyan törvényeket követnek, mint a fényhullámok; ez most már arra indít bennünket, hogy megvizsgáljuk, vajjon ez a kétféle hullámzás nem egy és ugyanazon közegnek: az éternek a mozgása-e?

A HERTZ-féle vibrátorból kiinduló hullám hengeralakú, de nagy távolságban síknak vehető s a hullámfelületen, mely a terjedés irányára merőleges, az elektromos erő periodikusan változó s a vibrátor tengelyével párhuzamos; ez a hullám saját irányába eső elektromos eltolódást okoz, melynek időszakos változásait szintén periodikus mágnesi erő kiséri; ez az erő a hullám síkjába esik, az elektromos erőre pedig merőleges.

A tünemény e szerint mindenben hasonló az egyenes vonalban sarkított fény terjedéséhez.

765. HERTZ hires kisérleteit mintegy 20 évvel megelőzőleg, MAXWELL fejtette ki az ő **elektromágneses fényelméletét.**

Már a **394.** pontban jeleztük volt, hogy az elektrostatikai hatások MAXWELL szerint a dielektromos közegben rugalmas reakcziót támasztanak, melynek következtében ebben, valamint a vezetőkben az elektromos energia potencziális alakban marad vissza. Másrészt azt tartja MAXWELL, hogy bár hol is hasson a mágneses erő, ott mindig energia létezik; már most néhány hipotéziséből azt vezeti le, hogy az energiának ez a fajtája a közeg valamiféle mozgásából áll és értéke térfogategységenkint

$$-\frac{\mathcal{H}\mathcal{B}}{8\pi},$$

hol a tér intenzitása ($\mathcal{H}$) és a mágnesezési indukczió ($\mathcal{B}$) ugyanazon irányúak.

Megállapította továbbá, hogy ez az ő mágnességi és elektromossági elmélete megegyezik a fény hullámzási elméletével, mely semmi egyebet nem tételez fel, mint olyan közegnek a létezését, mely képes az energia két fajának befogadására.

Ezután azoknak a feltételeknek a megállapítására tér át, melyek mellett a D dielektromos állandójú és μ mágnességi permeabilitású közegben egy elektromágnesi háborgás tovaterjed s azt találja, hogy a tovaterjedés sebességét a következő kifejezés határozza meg:

$$v = \frac{1}{\sqrt{D\mu}}. \qquad (6)$$

Ha a közeg a levegő, mértékrendszerül pedig az elektrostatikai **(515)** fogadtatik el, azaz $D=1$ és $\mu=1:c^2$, úgy $v=c$, vagyis a tovaterjedési sebességre nézve az derül ki, hogy a WEBER-féle kritikus sebességgel **(513)** egyenlő; sőt, ez az egyenlőség az elektromágnesi mértékrendszerben is fennáll, mert ebben $\mu=1$, D pedig $=1:c^2$.

Már most arra az álláspontra helyezkedvén, hogy a fény elektromágnesi háborgása ugyanannak a közegnek, mely az

elektromos és mágnesi hatásokat továbbítja, v-nek a fényterjedés sebességének kell lennie; másrészt c az elektromosság elektromágnesi egységében foglalt elektrostatikai egységeknek a száma, mely egészen másféle módszerek segítségével határoztatik meg (**513**), mint a fényterjedés sebessége. Ennek a két mennyiségnek az egyenlősége tehát a MAXWELL-tól felállított elmélet javára tanuskodik; HERTZ kisérletei pedig, melyek az elektromágnesi jelenségek terjedésének sebességét közvetetlenül mérhetővé tették, fényesen igazolják.

766. Visszaemlékezvén arra, hogy a hullámzó mozgás terjedésének sebessége valamely rugalmas közegben (I, **289**) a közeg rugalmassági modulusának a közeg sűrűségével való hányadosából vont négyzetgyökkel van kifejezve, a (6) képlet azt gyaníttatja, hogy a mágnesi permeabilitás, μ az éter sűrűségeül tekinthető, egészen azon a módon, a mint a dielektromos állandónak visszás értéke, $1 : D$ az elektromos eltolódástól (**394**) okozott rugalmasságot méri. A μ és D abszolut értékei ismeretlenek, de meghatározhatók a levegőre vonatkoztatott értékeik; másrészt tudva van, hogy a fénynek levegőbeli és más anyagbeli terjedéssebességei a törésmutatókkal fordítva arányosak (**190**), úgy, hogy ha μ a törésmutató, akkor kell, hogy legyen

$$n^2 = D\mu.$$

Már most a különböző gázok s az összes szilárd és folyós anyagok permeabilitása — kivéve a néhány erősen mágneses anyagot — a levegő permeabilitásához képest, mely az elektromágnesi mértékrendszerben 1, rendkivül csekély; ebből következik, hogy mindezen anyagok dielektromos állandóinak a törésmutatóik második hatványával arányosaknak kell lenniök.

Néhány testre nézve a kisérleti adatok és ezen elméleti fejtegetések között a megegyezés igen kielégítő, másokra nézve kevésbbé. Ámde ez eltérésnek elfogadható magyarázatát találjuk, ha szem előtt tartjuk, mily óriási a különbség az elektro-

mos hullámok s a fényhullámok hossza között, melyeket a D, illetőleg n meghatározása végett mérnünk kellett s ha fontolóra veszszük azt a homályt, melyben a fénydiszperzió jelensége még mai nap is rejtőzik (**191**), mely szerint a rövidebb hullámok lassabban terjednek, mint a hosszúak, de nem mindig, még a látható szinkép határán belül sem, mert hiszen egyes szines anyagok anomális diszperziót mutatnak (**174**).

767. Az elektromágnesi fényelmélet mint egyik következményt azt hozza magával, hogy a szigetelőknek átlátszóknak kell lenniök, mert az energia nem szóródik szét bennök, a miért is az elektromágneses hullámoknak végtelenig kell bennök elterjedniök.

A vezetőkben ellenben a háborgás nem áll egyszerű elektromos eltolódásból, hanem valóságos áramból, mely alkalmas arra, hogy az elektromos energiát a fajlagos ellenállás arányában eloszsza; azért is a vezetők, ha nem verik vissza, kell hogy elnyeljék a hullámokat: vagyis átlátszatlanoknak kell lenniök.

És valóban, a legtöbb átlátszó szilárd test szigetelő, s az összes jó vezetők átlátszatlanok. Az elektrolitekre vonatkozólag, melyek bár az áramot átbocsátják, mégis átlátszók, MAXWELL a következőket jegyzi meg: A fényhullámokban az elektromos erő oly rohamossággal változtatja irányát, mely mellett föltehető, hogy nincsen idő a molekulák szétválasztására, tehát nincsen valóságos vezetés, nincsen energia-szétszóródás s ennélfogva fénynyelés sem.

768. Az előbbeniek e szerint egész világosan arra utalnak, hogy a fény minden valószinűség szerint elektromos tünemény. Hogy sugárzást előidézzünk, csak elég rövid időszakú elektromos hullámokat kell gerjesztenünk; im az a feladat kinálkozik, hogy meghatározzuk annak az áramkörnek méreteit, mely a látható szinkép hullámaival (**187**) összemérhető hullámokat indítana útnak, vagyis olyanokat, melyek hossza 60×10^{-6} cm körül van. Minthogy a **754.** pont (5) képlete szerint a rezgésidő

$T = 2\pi\sqrt{C\mathbf{L}}$, a terjedés sebessége pedig a **765.** pont (6) képlete szerint $v = 1 : \sqrt{D\mu}$, a hullámhossznak értéke

$$\lambda = Tv = 2\pi\sqrt{\frac{C}{D}\frac{\mathbf{L}}{\mu}} = 60.10^{-6}.$$

Látható tehát, hogy ennek az áramkörnek olyan (elektrostatikai mértékrendszerben mért) kapaczitással s olyan (elektromágnesi egységgel mért) indukczióval kellene birnia, hogy geométriai középarányosuknak mintegy 10 milliomodrész czentiméter értékűnek kellene lennie, vagyis az atómokkal egy méretünek! Ez már valószinűvé teszi, hogy a retinát ingerlő éterhullámok tényleg az atómok elektromos rezgéseiből eredhetnek. Mindeddig nem sikerült másodperczenként 4000 milliónál több elektromos rezgést előállítani s ezek is csak igen rövid ideig voltak fentarthatók. Hogy állandóan tudjunk 1 milliomod rész másodperczenként százmilliónyi rezgést fentartani, melyeket látásunk már észrevesz, arra más módot nem ismerünk, mint a melegítést; ez a mód azonban minden más, csak nem gazdaságos, mert hiszen a világosság alakjában felhasznált energia a felhasznált energiának rendkivül kicsiny tört része.

Más valamilyen folyamatot kell tehát találni, mely az energiáknak bármely formáját állandóan, minden másféle átalakulás kizárásával elektromos rezgéssé alakítsa át: hogy ez tényleg lehetséges, azt a természet a szent-jánosbogáron megmutatta (**225**). Sokan, közöttük Tesla, fáradoznak ebben az irányban; de bármily káprázatosak legyenek Tesla kisérletei, kétséges, hogy a követett út csakugyan el fog-e a kitűzött czélhoz vezetni.

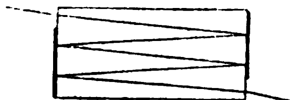
769. Térjünk át néhány tünemény leirására, melyben a fény elektromos és mágneses erők hatása alatt módosulásban részesül.

Első sorban a **mágneses forgató sarkítás** áll, melyet Faraday az ő súlyos üvegén fedezett volt fel, s a melyet azután mások minden szilárd, folyós és gázalakú anyagon megtalálták

volt. A tünemény abban áll, hogy az illető anyagokon átmenő fénynek sarkítási síkja megforgattatik, ha mágneses tér hatásának vannak alávetve.

A kisérlet az **553.** pontbeli 765. ábrában látható elektromágnes segítségével ismételhető, melynek két vasmagva ebből a czélból hosszában át van fúrva. *H*-ban sarkító Nicol-féle hasáb (**276**) van, *I*-ben pedig az elemző Nicol-hasáb, mely egy körbeosztáson járó mutatóval van ellátva; a hasábok közé tétetik a vizsgálat alá veendő anyag. Mielőtt az elektromágnest fölgerjesztenők, a két Nicol-hasábot keresztbe állítjuk, úgy hogy a fény útja el legyen vágva; mihelyt az elektromágnest fölgerjesztjük, a fény újra előtünik s hogy eloltsuk, az analizátort el kell fordítani.

Általában *pozitiv irányban*, vagyis abban az irányban kell a hasábot forgatni, a mely irányban a gerjesztő áram a mágne-



874. ábra. A sugár többszörös visszaverése.

sező tekercsben kering, ha diamágneses anyagról van szó; paramágneses anyagok esetében *negativ irányban*, vagyis az előbbivel ellentétesen kell az analizátort elfordítani. Mindamellet vannak kivételek is.

Az áramot megfordítván, egyenlő, de ellentett irányú forgatást észlelünk; de ellentétben azzal, a mi a kvarcz s egyéb forgató képességgel felruházott anyagok esetében történik, a fénysugarak terjedésének irányát megváltoztatván, a forgatás iránya nem változik.

Ennek az a következménye, hogy a forgatás nagyobbodik, ha a sugarat a 874. ábrában feltüntetett módon többszörösen visszaverődtetjük. A forgatás szöge azon kivül, hogy az anyagtól függ, a sugár irányában mért mágnesi tér intenzitásával

arányos az áthatolt anyag hosszával. Úgy hogy egy adott anyagra és adott hullámhosszra VERDET törvénye érvényes, mely szerint *a polarizáczió síkjának a sugáron felvett két pont közötti elforgatása arányos az ezen pontok mágnesi potencziáljának különbségével.* Ha tehát ϑ a forgatás szögét, V_a és V_b a két pont mágnesi potencziálját jelenti, felírható, hogy:

$$\vartheta = \omega\,(V_a - V_b)$$

hol ω az u. n. **Verdet-féle állandó**, mely a test mágnesi forgató képességét határozza meg. Az állandó értéke közelítőleg arányos a hullámhossz négyzetének visszás értékével.

A nátrium fényére nézve 18° hőmérsékletű vizben ARONS szerint

$$\omega = 0{,}013' = \frac{0{,}013\pi}{180 \times 60} = 3{,}78 \times 10^{-6},$$

ugyanarra a fénynemre nézve a szénszulfidban, 18° hőmérséklet alatt (RAYLEIGH szerint)

$$\omega = 0{,}042' = \frac{0{,}042\pi}{180 \times 60} = 12{,}22 \times 10^{-6},$$

t° hőmérsékleten pedig

$$\omega_t = \omega\,\{1 - 0{,}001\,04\,(t-18) - 0{,}000\,015\,(t^2 - 324)\}.$$

A vizsgálatnak alávetett valamennyi gázban a forgatás pozitiv; KUNDT és RÖNTGEN szerint az oxigénben a VERDET-féle állandó $3{,}322 \times 10^{-9}$, a hidrogénben $4{,}023 \times 10^{-9}$, a nitrogénben $3{,}870 \times 10^{-9}$ s a szénoxidban $7{,}060 \times 10^{-9}$.

Ez adatok segitségével kiszámítható, hogy a fénynek a meridián mentén 253 km-t kellene befutnia, hogy a polarizáczió síkja a földmágnesség hatása alatt 1°-kal megforgattassék.

770. A mágneserőnek egy másik hatását a fényre KERR födözte fel, t. i. azt, hogy a tükrözővé tett **mágnesi sarkfelületről visszaverődő fény polarizáczió síkja módosíttatik.** A legegyszerűbb eset az, hogy a sarki felület sík legyen s hogy az egyenes vonalban sarkított fény merőlegesen esik reája. Ilyenkor,

ha az elektromágnes nincsen fölgerjesztve, a visszavert fénysugár az elemző NICOL-hasábbal tökéletesen kioltható; de ha az áram záratik, a fény átjön s hogy újra kioltassék, kis szöggel kell az elemző hasábot megforgatni, és pedig a mágnesező árammal ellentett irányban (e szerint az északi sark jobbra kanyarodó forgatást létesít). RIGHI azt észlelte, hogy a kioltás nem tökéletes, a mennyiben az egyenesben polározott fény a fölgerjesztett mágnes sarkán való merőleges visszaverődés következtében elliptikusan polározott fénynyé alakul át.

Észrevették továbbá azt is, hogy a forgatás a hullámhoszszal növekedik.

A megmágnesezett nikkel és kóbalt is megforgatja a rajtuk visszaverődő fény sarkítási síkját, és pedig a vassal egyértelműleg. Ha a vas sarkfelületét aranylemezkével borítjuk, mágnesi forgató polarizáczió nincsen többé, a mi arra utal, hogy a felületi rétegbe való behatolás hozza létre. Végül KUNDT-nak sikerült vékony átlátszó vaslemezkéket készítenie, és megállapította, hogy bennök, ha mágnesi térbe helyeztetnek, a polarizáczió síkja a mágnesező áram irányában elforgattatik.

771. Ha az egyenesen polározott fényt a terjedés irányára merőleges, időszakosan változó elektromos eltolódásnak tekintjük, a forgatás eme jelenségei arra figyelmeztetnek, hogy a mágneses tér abban a közegben, melyben az ilyenfajta váltakozó áramok tovaterjednek, ezekre az áramokra s a mágnesi térre merőleges elektromos erőket ébreszt; az ekként gerjesztett erőtől okozott elektromos eltolódás az eredetivel összeadódván, eredő váltakozó áram jő létre, mely az eredeti áramiránynyal szöget zár be.

772. A **Hall-féle tünemény** elektromos mássa emez optikai jelenségeknek, melyek azt tárták fel, hogy váltakozó elektromos eltolódásoknak alávetett közegekben a mágnesi tér tranzverzális elektromos erőket ébreszt. HALL négyszögletes fémlapon keresztül A és B pontok között (875. ábra) elektromos áramot

bocsátott, s két egyenlő potencziálú pontját, D és H pontokat galvanométerrel kötötte össze, mely ekkor nem tért ki; de ha az áram irányára merőleges mágnesi teret állított elő, D és H pontokból áram ágazódott el. Ha ezen áram intenzitásául a galvanométer i értéket ad, s ha r a vezetőnek H és D közötti ellenállása, akkor az ezen pontok között létesülő elektromos potencziálkülönbség

$$ir = V;$$

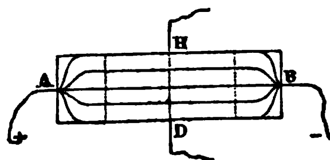
ha továbbá $\mathcal{H}$ mágnesi a tér intenzitása, I a főáram intenzitása, l pedig a fémlemez vastagsága, ez adatok s a potencziál között a következő kapcsolat találtatott:

$$\frac{Vl}{I\mathcal{H}} = C,$$

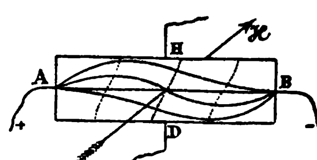
hol C az illető fém anyagi minőségétől függő állandó.

$C \times 10^{15}$ értékéül a, 20° C. hőmérsékleten Hall a következő adatokat kapta:

Réz	— 520	Kóbalt	+ 2460
Czink	+ 820	Nikkel...	— 14 740
Vas	+ 7 850	Bizmút	—8 580 000
Lágy aczél	+12 060	Antimón...	+ 114 000
Edzett «	+33 000	Arany...	— 660



875. ábra.



876. ábra.

A Hall-féle tünemény.

A + előjel azokat a fémeket illeti, melyekben az elágaztatott áram H-ból a galvanométeren keresztül D felé halad, vagyis abban az irányban, a melyben a nyíllal (876. ábra) megadott irányú mágnesi tér ponderomótoros hatása az AB áram vezetőjét mozgatni törekszik.

A 875. ábrában az elektromos áramlás vonalai folytonosan vannak kihúzva, az elektromos potencziál vonalai pedig kipontozva.

A mágnesi tér hatása alatt a vonalak eme két rendszere a 876. ábrában látható módon torzul, mely rajz egy negativ fémnek, a minő a bizmút, felel meg.

Ezzel a folytonos áramokra ahhoz hasonló hatás van bebizonyítva, a minőt KERR kisérletei a rohamosan váltakozó áramokra nézve — a melyek MAXWELL elmélete szerint a fényt alkotják — feltártak volt. Ámde az összehasonlíthatóság ennél tovább nem terjed, minthogy a HALL-féle C állandó értékei a fényt alkotó elektromágnesi hullámokra már nem érvényesek. Így C a vasra nézve pozitiv, a nikkelre nézve pedig negativ, míg ellenben eme fémek mágnes-optikai tulajdonságai megegyezők; azonkívül C a bizmútra nézve a legnagyobb, a melyen pedig mindeddig a legcsekélyebb mágnes-optikai hatást sem lehetett fölfedezni.

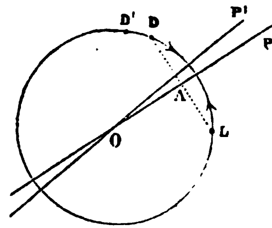
773. Említettük volt már a KERR-től fölfedezett **elektromos kettős törést**. Ennek megmutatása végett két NICOL-hasáb közé párhuzamos falú üvegdézsába szénszulfidot öntünk, s egy sűrítő fegyverzeteivel közlekedő két fémlemezkét mártunk beléje, úgy, hogy a sarkító hasábból jövő fény épen közöttük menjen át. Most a Nicol-hasábokat keresztbe állítván, a sűrítőt megtöltjük: az elemző prizma tere nyomban megvilágosodik s a chromatikus polarizáczió (**283**) tüneményét mutatja, épen úgy, mintha a hasábok között a tengelylyel párhuzamosan hasított kettős törő lemez foglaltatnék. KERR megállapította, hogy a rendes s a rendkívüli sugár útkülönbsége a fénytől áthatolt dielektrikum minden czentiméterére az elektromos tér intenzitásának második hatványával arányos.

A szénszulfid úgy hat, mint a tér irányában nyújtott üveg s mindazon folyadékok, melyek ugyanúgy viselkedtek, pozitivoknak vétettek; mások, a minők pl. zsíros olajok, melyek a tér

irányában összenyomott üveg módjára hatnak, negativoknak neveztettek.

774. A mágnességnek s az elektromosságnak előbbeniekben tárgyalt hatásai a fényre, arra utalnak, hogy a legkülönbözőbb anyagi közegek olyanféle módosulásokat szenvednek, melyeknél fogva bennök a hullámok terjedése különböző lesz, a szerint, a mint az elektromos eltolódások, melyek a hullámfelületre mindig merőlegesek, egyik vagy másik irányban történtek.

Egyenes vonalban sarkított fénynyaláb, mint a **297**-ben láttuk, két ellentett irányúlag körben sarkított nyalábból eredőnek tekinthető, s azért elégséges, ha a jobbra kanyarodó áramokra nézve (877. ábra *D*) a mágnesi permeabilitás (μ) nagyobb, mint a balra kanyarodókra (*L*) nézve, hogy az elsőkre nézve a terjedési sebesség, azaz $v = 1 \sqrt{\mu D}$ kisebbé váljék s ennek következtében a kilépő fény kitérése a belépőhöz képest *POP'* szöggel balfelé elfordítva legyen. LODGE megjegyezte, hogy ez valószínűleg a hiszterézis következtében történik, mert hiszen ez okozza, hogy a mágnesi permeabilitásnak különbözőnek kell lennie a szerint, a mint a körbeli összetevő (circularis componens) a mágnesező árammal egyértelműleg a mágnesi indukcziót nagyobbítani törekszik, vagy ellenkezőleg.



877. ábra. A sarkítási sík elfordítása.

Egészen hasonló módon adhatunk számot az elektromos kettőstörésről is, ha az egyenesben sarkított fénynyalábot ezúttal két egyenes vonalúlag, de egymásra merőleges síkokban sarkított fénynyaláb eredőjének tekintjük (**290**).

Ugyanis a dielektrikumok is mutatnak hiszterézist az elektromos hatásokkal szemben, s ennélfogva a *D* állandónak különböző értékűnek kell lennie a szerint, a mint a hullámzó mozgásbeli eltolódások az előzőleg létező elektromos térre merőlegesek, avagy párhuzamosak vele.

Mindamellett tanácsos szem előtt tartani, hogy ez a LODGE-től eredő magyarázat komoly ellenvetésekkel találkozott s a mint általában még igen-igen messze vagyunk attól, hogy részletesen tudjunk számot adni mindarról, a mit a mágneses és elektromos erőknek a fénytüneményekre való hatásából eddig felismertünk.

A fény elektromágnesi elmélete azonban már is biztos kisérleti alapon nyugszik, úgy hogy az optika az elektromosság tanának egyik fejezetévé kezd válni.

775. Ennek a bámulatos elméletnek kisérleti igazolása viszont elterjesztette MAXWELL-nek az elektromos hatásokra vonatkozólag kifejtett eszméit: utat tör magának az a meggyőződés, hogy a jelenségek eme csoportjáról alkotott s ez idő szerint megszokott összes képzeteinket el kell hagynunk. A vezetőket úgy képzeltük volt magunknak, hogy ők az elektromos áramot alkotó mozgásnak tovább vivői s azt képzeltük, hogy a szigetelő közeg ennek a mozgásnak szétszóródása ellenében gátat emel. Ma viszont inkább ama nézet felé hajlunk, hogy az elektromos s a mágnesi energia éppen ebben a közegben rejtőzik s az ő működése révén terjed tova s hogy mihelyt a vezető drót felületéhez érkezik, lassan beléje hatolván, hővé alakul át.

Folytonos áramok esetében a hő a drót egész keresztmetszetében, egyenletesen fejlődik, de a váltakozó áramok esetében a hőfejlődés annál csekelyebb mélységig hatol, mennél szaporábban ismétlődnek az áramok, úgy hogy az igen rövid időszakú váltakozás esetében a fémben le nem győzhető akadályra találnak s az egész jelenség csupán csak a felületen megy végbe, melynek most mindössze csak az a feladata, hogy az energiának a terjedésében vezetékül szolgáljon.

LIII. FEJEZET.

LÉGKÖRI ELEKTROMOSSÁG.

776. Már eléggé el volt terjedve az a sejtelem, hogy a villámok elektromos kisülések, midőn 1752-ben Franklin sugalmazására Dalibard-nak sikerült valósággal a földre levezetnie a felhők elektromosságát, és pedig csúcsban végződő magas vaspózna segítségével; nem sokára ezután maga Franklin is, egy viharos napon, magasra bocsátott sárkányának kenderzsinegéből, a melyet óvatosságból selyemszalaggal toldott volt meg, a hozzá közelített kulcscsal elektromos szikrát csalt ki. Másrészt az ezután tett számos kisérletből, melyeknek Richmann áldozatul esett, mert villámcsapástól halt meg, teljes bizonyossággal kitünt, hogy a zivataros felhők elektromossággal vannak megterhelve.

777. A felhők számtalan vízcseppecskéből állanak, melyek mind megannyi apró, elektromozott és rosszabb vezető közegben szétszórt vezetőknek tekinthetők. Vannak, a kik elektromosságnak okául a növényi életet, vannak a kik a párolgást, vannak a kik a vízcseppecskéknek a magas légrétegekben levő jégrészecskékhez való dörzsölődését* tekintik; végre vannak, a kik a légköri elektromosság szülő okául nagyobb valószinűséggel, azt az alacsonyabb potencziált fogadják el, a melyen a föld a saját légkörével szemben van (**788**). De nem lehetetlen, hogy ezek a különböző körülmények mind közreműködnek.

* Sohnke jénai tanárt megelőzve, már Luvini tanár állított fel, Faraday-nak egy régi kisérletére támaszkodva, ilyetén elméletet a légköri elektromosság eredetére nézve.

Midőn a cseppecskék nagyobb cseppekké egyesülnek, a felhő potencziálja emelkedik,* és a szomszédos felhőkétől és az alatta levő talajétól olyannyira különbözővé válhatik, hogy legyőzi a levegő ellenállását. Az első esetben **villám**, az utóbbiban **villámcsapás** (mennykőcsapás) keletkezik.

778. Kisüléskor csakis a felhő felületén levő elektromosság áramlik át; de a belső részek egyensúlya meg van zavarva, s egymás között más kisülések létesülnek, mígnem új egyensúly jön létre. Ily módon magyarázható meg a dörgés zaja, melynek tartamát különben még annak is tulajdoníthatjuk, hogy a dübörgés a felhőkön vagy hegyeken visszaverődik.

A villámnak tartama mindig rövidebb egy ezred másodpercznél, bár a képeknek a retinán való maradandósága miatt az ellenkező volna feltehető. Erről meggyőződhetünk, ha egy korongot, melynek felváltva fehér és fekete kimetszései vannak, gyorsan forgatunk; folytonos megvilágításban szürkének látszik, de mindenkor mozdulatlannak látszik, ha villám világítja meg: ez azt bizonyítja, hogy a villám kevesebb ideig tart, mint a mennyi megkívántatik, hogy egy fekete kimetszés egy fehérnek a helyébe jusson.

779. Arago a **villámoknak három osztályát** különbözteti meg. A *vonalas villámok* kigyódzó tüzes vonalak (**415**, 673. ábra), melyeknek hossza meghatározható, ha távolságát levezetjük azon időből, mely alatt a dörgés a megfigyelőnek füléig ér (I, **289**), és megmérjük a végpontjaitól befogott szö-

* Ha ugyanis elhanyagoljuk a kölcsönös megosztásokat, r sugarú és v potencziálú n gömböcskének összes töltése nvr fog lenni; s ez a töltés, ha a gömböcskék egyesüléséből származó egyetlen gömbön, tehát $\sqrt[3]{n}$ sugarú gömbön van elosztva, e gömböt az

$$\frac{nvr}{r\sqrt[3]{n}}=v\sqrt[3]{n^2}$$

potencziálra emeli, mely érték, ha $n>1$, nagyobb v-nél.

get. 12 km-től 15 km-ig terjedő hosszaik roppant nagyoknak tünhetnek elő azokhoz a szikrákhoz képest, melyeket laboratoriumainkban létesitünk, de eme hosszakat érthetővé teszik a levegőnek eme magasságokban való kisebb sűrűsége (**420**), a közbeeső felhők (**418**) és az a tény, melynél fogva bizonyos határon túl az ütőtávolság sokkal gyorsabban növekszik a potencziál-különbségnél (**413**).

A *második osztálybeli villámok* valamely felhőnek vagy az egész felületét, vagy minden körvonalát világítják meg, és vagy belső kisüléseknek, vagy szintén a közvetetlen meglátás elől elrejtett kisüléseknek szokták őket tulajdonitani. Ide tartoznak azok a *villogás*ok is, melyek valószínüleg a horizont alatt lezajló viharoktól származnak és sokkal messzebb vannak, semhogy dörgésüket meghallhatnók.

A *gömbalakú villámok*ról azt mondják, hogy tűzgolyók, melyek lassan mozognak és szétpattanva eltünnek; de félő, hogy eme tünemény megfigyelői, a tudományban járatlan emberek, csalódásoknak vannak alávetve és hogy leirásaik az ijedt képzeletet tükröztetik vissza; ennélfogva vannak, a kik még kétségbe is vonják az ilyetén kisülések létét.

780. Ha meg akarjuk határozni kisebb-nagyobb valószinűségét annak, hogy a villám adott pontba lecsap, figyelembe kell venni mindazokat a körülményeket, melyekről láttuk (**413**), hogy az ütőtávolságra hatással vannak.

Egyenlő vezető képesség mellett minden egyéb körülménynél nagyobb hatással van a nagy víztömegekkel való közlekedés és a környező pontok fölé való emelkedés.

Hogy valamely épületet megóvjunk, jól szem előtt kell tartanunk, hogy a károk ott állanak elő, hol az elektromosság terjedése, akár a csekély vezető képesség, akár az anyag kicsiny átmetszete miatt, ellenállásra talál; ily helyeken törés-zúzás, izzítás, olvasztás és gyújtás jöhet létre, míg a csekély ellenállású pontokban az egész hatás gyenge melegítésre szorítkozik.

781. Franklin **villámhárítója** a végén kihegyezett fémrúd, mely az épület tetejére van helyezve és vastag fémi vezető révén az állandó talajvízzel vagy legalább a maradandóan nedves talajjal, s ezen az úton a tengerrel közlekedik. Feladata rendszerint az, hogy megakadályozza a rohamos kisüléseket, azaz hogy ezeket lassú kisülésekké alakítsa át, melyek éj idején fénypamat (358) alakját öltik, melyek mindenben megegyeznek a **Szent Elmo tüzé**vel, melyet a tengerészek az árboczok csucsain látnak. De midőn az elektromos egyensúly nagyon rohamosan bomlik fel, úgy hogy a lassú kiáramlásnak nincs elég ideje, hogy végbemehessen: a megosztó felhőhöz közelebb levő villámhárítónak, mely a földdel jobb összeköttetésben van, mint az épület többi részei, az a második feladata van, hogy az épületet megvédje, mert az elektromosságnak kisebb ellenállású útat nyit.

Első feladatának jobban megfelelhet, ha csúcsa tűalakú, miért is azelőtt a villámhárítók csúcsait platinából készítették, hogy az oxidáczió miatt el ne pusztuljanak. De mivel később kiderült, hogy a megóvó hatás daczára a villám épen úgy lecsaphat, s lecsapás után a csúcsot, vékonysága és a platina nagy fajlagos ellenállása miatt, megolvasztja: jelenleg czélszerűbbnek vélik, hogy a villámhárító rézkúpban végződjék, melynek csúcsszöge 30°. Mások ellenben jobbnak vélik, ha több szétágazó csúcsban végződik.

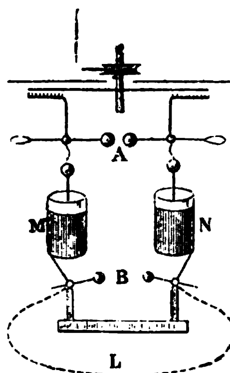
Fontos az, hogy a csúcs és a talaj között folytonos vezető (rendszerint vasból való) legyen, melylyel az épület fémtömegei közlekedjenek, és hogy a nedves talajjal való kapcsolata jó és tökéletes legyen, városokban pedig a víz- és gázvezetékkel legyen összekötve. Le kell küzdeni azt a nagyon is elterjedt balvéleményt, hogy a villam robbanást okozhat. A gázcsövek elég vastagok arra, hogy tetemesen meg ne melegedjenek, és ha megmelegednének is, a gáz csak akkor robbanhat fel, ha levegővel van keverve.

782. Mindez igen jól menne, ha állandó, vagy pedig lassan változó áramok forognának szóban; ámde a hirtelen kisülés esetében, kivált ha rezgésszerű — a villám pedig ilyen — nem szabad szem elől téveszteni egy másik igen fontos tényezőt t. i. az önindukcziót (**738**), mely az elektromosság átáramlásának a tulajdonképeni ellenállásnál jóban nagyobb akadályt emelvén, az **oldallagos kisülések** keletkezésére adhat alkalmat, a mi a következőkben igen könnyen bebizonyítható.

Egy telep kisütőjéből a hozzája közelített vezetőbe a kisülés pillanatában szikra csap át; minthogy ezt már jó régen felismerték, a kisütőt (**376.** pont 657. ábra) szigetelő nyéllel látták el.

Ha a kisütő gömbjeit hosszú, selyemmel szigetelt fémdróttal összekötjük, a kisülés pillanatában szikrák fognak jelentkezni mindenütt, a hol a drót kereszteződik.

Ha a kisütőhöz kötött drót oly hosszú, hogy az egész szobán, melyben a kisérletek folynak, körülfut: a kisülés pillanatában bármely pontjából szikra húzható, még ha a viz- és gázvezetékkel is közlekedik; sőt ez utóbbi vezetőkből is kicsalhatók szikrák a kisülés pillanatában, valamint az olyan vezetőkből is, melyek a vezetékhez közel állanak, a nélkül, hogy közvetetlenül érintenék.



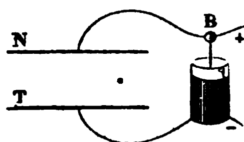
878. ábra. Oldallagos kisülés.

Igen tanulságos a 878. ábrában előtüntetett kisérleti berendezés, mely Lodge-től ered. *A* mellett látható a Holtz-féle gép két kisütő golyója, melyek *M* és *N* leydeni palaczkok belső fegyverzeteivel közlekednek; a külső fegyverzetek az ú. n. általános kisütő golyóival vannak vezetőleg összekötve, mely utóbbiak közé még *L* vezető drót van közbekapcsolva.

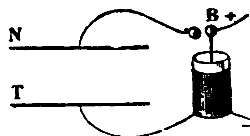
Míg a palaczkok töltetnek, a gépből jövő folytonos és lassú áramlás *L*-ben elektromos áramot okoz s *B*-ben szikrák nem

láthatók. De ha a belső fegyverzetek között a potencziál a megkívántató értékre emelkedik, s *A*-ban szikra üt át, *B*-ben egy második szikra csap át, bár a külső fegyverzetek elektromosságának az *L* vezető út áll rendelkezésére, melynek ellenállása pedig összehasonlíthatatlanul kisebb, mint *B* szikraúté.

A távolság, melyre a *B* golyók egymástól állithatók a nélkül, hogy a szikrák elmaradnának, az *L* vezető ellenállásától, de sokkal inkább önindukczióbeli állandójától függ, és a mi különösen feltünő, jóval meghaladhatja az *A* szikraút hosszát.

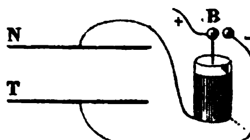


879. ábra. Lodge kísérlete a lassú kisülés példázására.



880. ábra. Lodge kisérlete a hirtelen kisülés példázására.

Ezzel szembeszökően meg van mutatva, mily alaposan különböző egymástól a lassú s a hirtelen kisülések viselkedése: az előbbeniek egyszerűen az Ohm-féle törvényt követik, az utóbbiakat ellenben az önindukczió jelentékenyen feltartóztatja;



881. ábra. Lodge kisérlete a hirtelen kisülés példázására.

ugyanígy a villám útja a telepek áramának útjától igen különbözővé lehet.

Hogy megmutassa a két előállható esetet, Lodge a 879., 880. és 881. ábrában előállított kisérleteket gondolta ki. *N* és *T* szigetelt fémlemezek a felhőt s a földet ábrázolják, mely utóbbira különböző árgyak állitandók, ú. m. kupolácska, kúp,

gömb, csúcs, láng stb. eff. Most tölteni kezdjük a B palaczkot, a gép felé a + és — jelek mellett álló drótokat közlekedtetvén. Az első esetben a csúcs és a láng útat nyit az elektromosságnak, s ekként megvédi a többi tárgyakat; a másik két esetben ellenben a golyók között B-nél átütő szikra a lemezek között hirtelen kisülést okoz s az ott álló tárgyak bármelyikébe csaphat a szikra, még akkor is, ha az alsó laptól el van szigetelve.

783. Már ez a néhány észrevétel is elegendő arra, hogy a **781.** pontban leirt villámhárító nyújtotta védelem hatásossága iránt kétséget támaszszon.

Megeshetik, hogy a felhő hirtelen kisülése a villámhárító nyársába s ugyanakkor az épület valamely más pontjába sújt le; valamint megeshetik az is, hogy a villám nem a villámhárító vezetésén, hanem egészen más, összehasonlíthatatlanul nagyobb ellenállású úton szalad le a talajba.

Talán arra a gondolatra is juthatnánk, hogy a védelem legbiztosabb eszköze az lenne, ha az egész épületet fémburkolattal vennők körül, mely ekkor, mint FARADAY ketrecze (**322**), minden elektrostatikai hatás alól elvonatnék. Csakhogy jó lesz meg nem feledkezni arról, hogy ez a törvény csak akkor áll, a mikor az elektromos egyensúly már el van érve, a mennyiben a belső pontokban igenis vannak elektromos hatások, mialatt az elektromosság gyülemlik; ha más nem, hát hő fejlődik. Tehát éppen nem kell hinni, hogy villámcsapás pillanatában egy fémház belsejében mi sem érezhető: a falak mindenesetre melegednek, s ha puskapor vagy dinamit van benne, ez bizony felrobbanhat. Mindamellett a felrobbanás veszedelme elhárítható, ha a falaknak bizonyos vastagságuk van, de még ez esetben is tanácsos a puskaporraktárak falait, tetőzetét, padlóját vastag fémlemezzel kibéllelni. Voltaképen nyereségesebb lenne az egész épületet a talajtól elszigetelve fölépíteni, mert kicsiny kapaczitásánál fogva a felhőétől igen kevéssé különböző potencziálra töltődnék s így sokkal kisebb mennyiségű elektromosság áramlana

rajta keresztül; ámde az ilyen fémmel burkolt s a talajtól szigetelt épület égi háború idején a mellette elmenőkre s a környező épületekre nézve, igen veszedelmessé válnék.

784. Másrészt emlékezzünk csak vissza arra, hogy ha az elektromos hatásoknak eredőjét a belső pontokban zérusra akarjuk leszállítani, nem szükséges a vezető burkolatnak folytonosnak lennie: elég, ha bő fémhálóból készül; emlékezzünk vissza továbbá arra is, hogy a háló az egyensúly hirtelen bomlásakor a körülfogott testekre nézve védő ernyőként is szolgálhat, a mennyiben a rendkívül szaporán váltakozó elektromos eltolódások a vezetőnek csupán csak a legfelső rétegére szorítkoznak s rá fogunk jönni azokra a gyakorlati szabályokra, melyeket Melsens Brüsszel városházának megvédésében követett volt.

A fémháló vas drótokból, vagy még jobban, csövekből vagy szalagokból készült, melyek a háztető gerinczén, párkányzatán, továbbá a falazat minden kiugró részén, és kiszögellésén végigfutnak. A víz- és gázvezeték közlekedésbe helyeztetik a hálózattal a házba való belépése helyén s általában minden pontján, mely a hálózat közelébe jut; ugyanez történik az esőgyűjtő csatornákkal és csövekkel, valamint az épületben levő minden nagyobb fémtárgygyal is, még pedig úgy, hogy ez utóbbiak mindkét vége köttetik a hálózathoz. A hálózat s a talaj között számos közlekedés állíttatik elő, mely közlekedés terjedelmes fémlapok révén egészen a talajvizig (kutak, források, folyók) terjesztetik ki. A hálózat igen sok csúcscsal láttatik el, melyek nem hosszúak ugyan, de mindenfelé, különösen pedig az épület kiemelkedő részeire vannak elosztva.

De mindenek felett mindent el kell követni arra nézve, hogy a talajjal való közlekedés lehetőleg tökéletes, jó karban legyen, mert e nélkül a villámhárító mit sem használ, sőt esetleg veszedelmes.

785. Hogy a légkör az ő elektromos állapotának jeleit adja, ahhoz nem szükséges, hogy viharos felhők legyenek jelen a szemhatár fölött.

Ezt Beccaria példája nyomán akként mutatták ki, hogy vezető és a talajtól elszigetelt póznákat állitottak fel, melyeknek alsó vége elektroszkóppal volt összekötve.

Az ilyen póznák, igen kevés kivétellel, pozitivoknak mutatkoztak, midőn az ég tiszta volt, vagy más szavakkal jó időben mindig magasabb potencziálon levőknek találtattak, mint az alattuk levő talaj, de potencziáljuk az idővel nagyon változó volt.

Egyazon időpontban két szomszédos pózna közül a magasabbiknak magasabb potencziálja is van.

Hogy ezt a kisérletet kellőképen megmagyarázzuk, emlékezzünk vissza, hogy a midőn egy szigetelt vezető az elektromos megosztásnak van alávetve (**311**), az ellenkező nevű két állapotot veszi fel, melyeket egy semleges öv választ el. Ha a pózna alsó vége pozitivnak mutatkozik, ebből azt kell következtetnünk, hogy a légkör felső rétegei pozitiv elektromosak a földfelülethez képest, vagy pedig hogy a föld negativ a légköréhez képest.

Ha a póznát elektrométerrel (**417**) kötjük össze, a műszer kitérései a talaj és a pózna közötti potencziál-különbség mértékét szolgáltatják. Ha a pózna mathematikai csúcspontban végződnék, az elektromosság itt nem maradhatna egyensúlyban, kivéve ha a csúcsra semmiféle elektromos erő sem hatna; azaz ha a potencziálnak ugyanazon értéke volna a póznán és a térnek közvetetlenül a pózna csúcsa fölött levő pontjában.

Azonban az anyagi csúcsok, melyeket készíthetünk, sohasem tökéletesek, még a legfinomabb varrótűké sem; ennélfogva a vezető póznának potencziálja valamicskével mindig alacsonyabb, mint a tér, melybe belenyúl.

786. A **potenczíál valódi értéke a levegőnek adott pontjában** a legjobban meghatározható a Volta-tól kigondolt módon. Az illető pontba egy fémlámpa lángját helyezzük, a lámpát az elektrométerrel drót révén összekötjük, a földtől pe-

dig elszigeteljük. A láng hatásosabb a csúcsoknál, mert a belőle elszálló égési termékek magukkal viszik az elektromosságot, melylyel a vezető felülete töltve van, s ez mindaddig tart, míg potencziálja nem egyezik meg azon pontokéval, melyekbe az égési termékek, a gázok kiömlenek.

Lámpa helyett kényelmesebben használható egy kicsiny mécs, melynek kanócza ólomnitráttal itatott papiros tekercsből áll. Lord KELVIN javaslatára használható még egy fémedény is, mely szigetelő lábakon áll (**306**, 630. ábra), vizet tartalmaz, és csővel van ellátva, melyen a víz cseppenként kifolyik.

Az elektromos egyensúly akkor jön létre, a midőn az edény a kifolyás nyilása körül uralkodó potencziált vette fel; ezt a quadráns-elektrométerrel határozzuk meg, mely egyrészt a talajjal, másrészt vékony drót révén az edénynyel közlekedik.

Ily módon a légkörben levő megvizsgált pont és a talaj közötti potencziál-különbség ismeretére jutunk. E különbség függ a levegő elektromosságától és mindazon elektromosság-mennyiségektől, melyek eme pontra hatással vannak, és a talaj különböző egyenetlenségein vagy a felhőkön szétosztva lehetnek, vagy pedig a légköri áramoktól tovavitetnek. De a mikor az ég derült, állandóan pozitiv, és a talaj fölé való emelkedéssel együtt növekszik.*

787. Ha az elektrométer tükröcskéje elé petroleumlángot teszünk s ennek képét gyűjtőlencsével fotográfos papirosra vetítjük, melyet óramű függélyes irányban mozgat: megkaphatjuk azt a görbét, mely kifejezi a potencziál naponkénti változásának törvényét.

Az e fajta folytonos megfigyelésekből, melyek ez idő szerint néhány obszervatoriumban tétetnek, kitünt, hogy egymás-

* Érdekes megjegyezni, hogy PALMIERI ellenkezőleg mindig azt találta, hogy a Vezuv obszervatóriumán a potencziál alacsonyabb, mint Capodimonte-ben, s itt alacsonyabb, mint Nápolyban.

hoz közel eső pontokban a változás törvénye nem nagyon különböző; de napról napra és országról országra igen bonyolódott és változó, elannyira, hogy a Collège de France-on kétségbe vonták a QUETELET-től jelzett naponkénti két maximumot és minimumot, míg más állomásokon szembeötlő volt.

788. Hogy minden egyéb hatás kizárásával, tisztán csak a **levegő elektromossága** essék mérés alá, az észlelés alá vett pontot meghatározott méretű és alakú, öregszemű hálóval veszik körül s ezt a földbe levezetik: ez most a külső megosztás ellenében védő ernyőként szerepel* s a levegő, a hálón szabadon átáramolván, a pontot a légkör illető pontbeli potencziáljára emeli.

Ha már most az ilyen megfigyelésekből eredő görbét a légkörben szabadon álló pontéval összehasonlítjuk, amabban ez utóbbinak minden, vagy majdnem minden rohamos változását megtaláljuk; de nem úgy a lassú változásokat, melyek ennek naponkénti két maximumát és minimumát föltárják.

Arra vagyunk tehát késztetve, hogy a potencziálnak szabad légkörbeli lassú és időszakos változásait az egész légkörben, főképen pedig a felső rétegekben végbemenő mozgásoknak tulajdonítsuk, a hirtelen változásokról pedig azt tételezzük fel, hogy ezek inkább a helyi mozgásokból erednek, melyek csakis a vizsgálatnak alávetett pont szomszédságában mennek végbe. Innét van, hogy ez utóbbira minden véletlen, mely a környező testeken megesik, hatalmasan érvényesül.

* Kiszámítható, hogy R sugarú vezető gömbbe zárt levegő, ha térfogategységenként ρ töltése van, a gömb középpontjában a

$$V = 2\pi\rho R^2$$

potencziált létesíti.

Ha tehát a burkolat s ennek középpontja közötti potencziálkülönbséget abszolut mértékekben meghatározzuk, ebből a burkolatba zárt levegő elektromos sűrűségére legott a következő értéket kapjuk:

$$\rho = \frac{V}{2\pi R^2}.$$

789. Az elektrikusoknak 1884-iki nemzetközi kongreszszusa azt ajánlotta, hogy a kormányok támogassák az ilyetén állandó feljegyzéseket, mert ezek nélkül nem remélhető, hogy hozzáférhessünk a **légköri elektromosság** szövevényes és még igen rejtelmes **problémájá**nak megoldásához, melyet LORD KELVIN felfogása nyomán, záradékul a következőkben fogunk vázolni.

A Föld az ő tengereivel, növényzettel borított kontinenseivel, vízzel nedvesített szirteivel nagy vezetőnek tekinthető, légköre pedig szigetelő burkolatnak, melyben helylyel-közzel apró vezetők vannak szétszórva; ilyenek volnának a repülő madarak, a lehulló kövek, gyümölcsök és falevelek, a felhőket alkotó vízcseppecskék, az esőcseppek, a patakok és a zuhogóktól elváló cseppek.

Ha tehát nem tekintünk valamelyes helyi tüneményre, az egész Földnek adott pillanatban egyazon elektromos potencziálon kell lennie **(345)**. Ezzel nem azt mondjuk, hogy az elektromos viszonyoknak mindenütt ugyanazoknak kell lenniök; megeshetik, hogy némely vidékeken a pozitiv, másokon meg a negativ elektromos állapot uralkodik, a melyeket semleges vonalak különítenek el.

Ha azonban a Föld nem volna semmi külső hatásnak alávetve és ha gömbalakú volna, az elektromosságnak egyenletesen kellene rajta elosztva lennie.

A lapos ellipszoid alak mellett az elektromos sűrűség az egyenlítőn mintegy $\frac{1}{300}$-dal volna nagyobb, mint a sarkokon **(354)**. De a hegyek, a fák, az épületek és a tenger hullámai bizonyára annyira bonyolítják a konfiguráczióját, hogy a sűrűségnek, tehát a Föld különböző pontjain uralkodó elektromos feszültségnek **(356)** is a kiszámítása az analizis hatalma körén messze kívül esik.

Mindenesetre nem nagyot tévednénk, ha feltennők, hogy az egy bizonyos, valamennyire terjedelmes vidéken tényleg fel-

halmozott elektromosság mennyisége egyenlő azzal a mennyiséggel, mely ugyanezen a vidéken meg volna, ha a Föld egy csapásra annyira kisímúlna, mint az óczeán, a mikor csendes.

Ha a Föld az egyedüli vezető volna, mely szigetelő térben jelen van, egész felületének egynevezetűleg elektromosnak kellene lennie, és pedig egészen negativnak kellene lennie, mert megfigyeltetett (**786**), hogy a mikor az ég tiszta, az elektromos potencziál általában véve fokozatosan emelkedik, ha a tenger szinétől fölfelé emelkedünk.

De a Föld, a Hold, a bolygók, a meteoritek és a csillagok társaságában van, s legott felmerül a kérdés, vajjon a Föld és a többi égi test között nincsenek-e elektromos hatások?

A dolog valószínű ugyan, de nem bizonyos. Valóban, nagyon is meglehet, hogy a Föld akként szerepel, mint a belső fegyverzete egy nagy sűrítőnek, melynek szigetelő rétege a levegő alacsonyabb rétegei volnának, míg a magasabb és kevésbbé sűrű, tehát vezető (**420**) rétegek alkotnák a külső fegyverzetet, melynek a Föld negativ töltésével abszolut érték szerint egyenlő pozitiv töltése volna. Ez esetben a Föld elektromos hatásainak eredője a többi bolygóra zérus volna.

Van még egy harmadik lehetséges eset, sőt úgy látszik, a valóságnak ez felel meg; nevezetesen hogy a talajtól néhány kilométernyire többé-kevésbbé elektromozott légtömegek kalandoznak ide s tova még akkor is, midőn a légkör egészen átlátszó és tiszta. Eme hipotézis javára válik az a tény, hogy a légkör különböző pontjainak potencziáljai igen rohamos változásoknak vannak alávetve, melyek nem maradnak egymással arányosak.

Igaz, hogy az ilyetén légtömegek elektromossága jó időben csaknem mindig pozitivnak mutatkozik; de azt épen nem tudhatjuk, vajjon képes-e a talaj negativ elektromosságát egyensúlyozni*, s még kevésbbé tudjuk a székhelyét megjelölni.

* Nem fölösleges, hogy emlékezetbe idézzük a **353.** pontban mondottakat, azaz hogy bárminő is a Föld potencziálja, jogosan feltehet-

Már ez a vázlat is elegendő arra, hogy méltán kételkedjünk a napi és évi időszakosság bizonyos törvényeinek értékében, melyeket a földgömb egynéhány pontján, legfeljebb két óránként tett megfigyelések alapján állítottak fel, és hogy belássuk a különböző helyeken egymással összehasonlítható műszerekkel tett folytonos és egyidejű megfigyelések egész sorának nagy fontosságát.

A dolog rendkívül bonyolódottá válik rossz időben. A vízgőz felszáll a Föld negativ töltésével s összekeverődik a pozitiv elektromos levegővel, miből majd az egyik, majd a másik elektromos állapot származhatik. Valóban, borult időben az elektrométerek igen gyenge pozitiv kitéréseket, és nem ritkán negativakat adnak.

A gőz azután a felhőket alkotó cseppecskékben sűrűsödik össze, s ekkor összegyűjti az illető tájék levegőjének szétszórt elektromosságát. Összegyűjti, de lecsapódásakor nem hozza létre; ez ellenmondásban volna az elektromosság megmaradása törvényével (**328**).* Az ekként alkotott felhők, azonkívül hogy megvan nekik a maguk töltése, szert tesznek még azokra az indukált töltésekre, melyeket a talaj, a többi felhő és a környező levegőnek megosztása létesít; azután meg szétszakadhatnak több felhőre, s ez érthetővé teszi, hogy e felhők majd pozi-

jük, hogy mindig zérusnak vehető, a midőn egy szoba belsejében dolgozunk.

* Úgy látszik, hogy Palmieri is eme felfogás felé hajlik. Szerinte a párolgás elektromozással jár, de a vizgőz, melynek igen nagy kapaczitása van, csak szertelenül gyenge potencziált árul el, mely azonban intenzivvé válik, midőn a gőz vízzé alakul át. Csak neki magának sikerült laboratoriumban kimutatni a negativ elektromosságát annak a viznek, melyből gőz fejlődik, továbbá pozitiv elektromosságnak fejlődését a légnemű állapotból a folyósba való ellenkező átmenetben. Kivánatos volna, hogy mások is megtegyék eme kisérleteket ugyanazokkal a készülékkel, melyekhez a tiszteletre méltó nápolyi fizikus folyamodott.

tivak, majd negativak a szerint, a mint az alsó vagy a felső részről váltak le. Némely felhő esővé alakúl át, mások a hegyekbe kapaszkodnak, mások megint a széltől tovavitetnek vagy szikrákat adnak. A dolgokat ekként fogva fel, számtalan körülmény merül tehát fel, melyben viharos időjáráskor az elektromos tünemények hatalma gyökerezik.

BETÜRENDES NÉV- ÉS TÁRGYMUTATÓ.

BESZÁMOLÓ

A TERMÉSZETTUDOMÁNYI KÖNYVKIADÓ-VÁLLALAT NYOLCZADIK, 1893–1895. ÉVI CZIKLUSÁRÓL.

Társulatunk könyvkiadó vállalata e kötettel befejezi a nyolczadik három éves cziklust, életének huszonnegyedik esztendejét, a mely századnegyed alatt immár 56 kötet munkával gazdagította természettudományi irodalmunkat.

Maga az épen lefolyt nyolczadik cziklus a következő könyvilletményeket szolgáltatta ki aláíróinak:

Herman Ottó: *Az északi madárhegyek tájáról,* 75 képpel, 3 színes táblával és 1 térképpel, 36·5 íven;

Szabó József, *Előadások a geológia köréből,* 197 képpel, 4 műlappal és 2 térképpel, 24·5 íven.

De Candolle: *Termesztett növényeink eredete,* fordította Pavlicsek Sándor, revideálta Mágócsy-Dietz Sándor, 61 képpel, 33·25 íven;

Reclus E.: *A patak élete,* fordította Hentaller Elma, revideálta Schafarzik Ferencz, 16 képpel, 11·5 íven;

Graber V.: *Az állatok mechanikai műszerei,* fordította Thanhoffer Lajos, revideálta Entz Géza és Paszlavszky József, 315 rajzzal, 26·5 íven.

Rőiti A.: *A fizika elemei,* I., II. kötet, fordította Czógler Alajos, revideálta és a fordítást kiegészítette Bartoniek Géza, 881 rajzzal, 3 színés műlappal és 1 térképpel, 94 íven.

A lefolyt cziklus hét kötet könyvilletménye tehát 225 rendes 8° íven jelent meg 1545 rajzzal, 7 színes táblával és 4 tér-

képpel, csinos angol vászonkötésben. E szerint a díszes kiállítású és oly bőven illusztrált könyvilletményeknek egy-egy íve az aláiróknak mindössze 6 krajczárjába kerül. Az illusztrált természettudományi munkák a külföldön 11—15 krajczárba kerülnek nyomtatott ívenként. Valóban Társulatunk az évi díjakat a munkáknak minden tekintetben gondos és a kor szinvonalán álló kiállítására fordította.

A cziklus befejezéseig e könyvilletményeket 1760 példányban rendelték meg. Kulturális szempontból érdekes tudnunk, kikből áll Társulatunknak ez a könyvpártoló, majdnem állandó derék testülete; s azért a cziklus előrajza értelmében összeállítottuk az aláirók statisztikáját s egyszersmind közöljük a nyolczadik cziklus pártoló tagjainak betűrendes névsorát.

A nyolczadik cziklus pártoló tagjai polgári állásuk szerint a következőkép oszlanak meg:

Hölgyek	30	az egésznek	2	%-a
Tanárok, szaktudósok	302	«	17	«
Egyesületek, intézetek	295	«	17	«
Orvosok, gyógyszerészek	293	«	17	«
Birtokosok, gazdák, erdészek ...	260	«	15	«
Jogászok, ügyvédek, birák ...	242	«	14	«
Mérnökök, szakhivatalnokok... ...	148	«	8	«
Kereskedők, iparosok, gyárosok	60	«	3	«
Lelkészek...	46	«	2	«
Tanítók...	37	«	2	«
Főrangúak	31	«	2	«
Magánzók, katonák, irók	16	«	1	«

Budapest, 1895 deczember 15.

A K. M. Természettudományi Társulat titkársága.

A Természettudományi Könyvkiadó-Vállalat nyolczadik, 1893—1895. évi cziklusának pártoló tagjai.

Abt Antal e. tanár, Kolozsvár
Ács Albert gyógysz., Sz.-Fehérvár
Acsay Antal tanár, Bpest
Aczél László tanfelügyelő, N.-Szőllős
Adda Viktor orvos, N.-Tapolcsány
Adler Adolf ügyvéd, N.-Károly
Adorján Miklós tanár, Csurgó
Ajtay K. Endre orvos, Sz.-Somlyó
Akna-Szlatina, M. k. főbányahivatal
Alföldi Dávid ügyvéd, Eger
Allaga Ottó ügyvéd, Baja
Alsó-Lendva, Polgári fiúiskola
Altdörfer Viktor tanár, Sopron
Amberger Gyula. zárdafőn., Radna
Báró Ambrózy István, Malonya
Ambrózy Béla mérnök, Újvidék
Ambrús Mór tanár, Losoncz
Ambrús Sánd. szolgabíró, Szeghalom
Angéli József tanító, Komárom
Angyal Pál joghallg., Pécs
Antalffy Zsiros József ügyv., Módos
Anyos Lajos hivat., Rév-Komárom
Apt Ödön birtokos, Kis-Halom
Arad, Áll. főreálisk. ifjús. könyvtára
« Kir. főgimn. « «
« Állami tanítóképezde
« Kölcsey-egyesület
« Kaszinó-egylet
Arányi Ágost tanár, Kecskemét
Aranyossy Miksa tanár, Bpest
Arató Frigyes tanár, Szeged
Arató Gyula erdész, Bpest
Áronffy Ernő « Rima-Brezó
Árvay Lajos jegyző, Z.-Tapolcza
Aszód, gimnáziumi könyvtár
Avéd Jákó tanár, Gyulafehérvár
Bácskay Béla orvos, Arad
« Izidor gazdálk., P.-Homok
Badzey László főorvos, M.-Sziget
Baja, Állami tanítóképző
« Cisterci r. főgymnazium
« Városi polg. iskola
« Áll. képezdei önképzőkör
« Kaszinó
Bajor József gazdatiszt, Rácz-Almás
Bakó János orvos, Ipolyság
« Károly birtokos, Buza
Bakóczy János lelk., H. Böszörmény
Bakonyi Géza min. titkár, Bpest
Balás Árpád ig. tanár, M.-Óvár
« Ödön gyógysz., Debreczen
Balassa Fer. orv., A.-Szombatfalva
« István tanár, Bihar-Diószeg
Bálint S. állattári őrsegéd, Kolozsvár
Balló Lajos gyógysz., L.-Szt-Miklós
Balogh Gábor százados, Baja
« János birtokos, Tövis †
« Károly tanár, Szabadka
« Vilmos erdőgyak., Ungvár
Bán Gyula orvos, Kötegyán
Bánffay Simon közjegyző, Pécs
Bánffi-Hunyad, M. k. áll. iskolák
Bánóczy Gizella tanítónő, Győr
Baranyay Gyula ig. tanár, N.-Szőllős
Baranyi Balázs tanár, Jászberény
Barcza Kálmán ügyvéd, Veszprém
« László birtokos, Csáb-Rendek
Barkassy Géza min. o.-tan., Bpest
Barla Károly ref. lelkész, A.-Segesd
Barna Sándor méhész, Szabadka
Bartha György birtokos, Bokszeg
« Zsigmond tanár, N.-Enyed
Bartal Ferencz birtokos, Kis-Lúcs
Bartoniek Géza ig.-tanár, Bpest
Baruch Mór orvos, Nyiregyháza
Báthory István orvos, Bpest
Báthory Sándor ügyvéd, Debreczen
Gróf Batthányi Ervin, Bpest

Batta Ignácz birtokos, Nyiregyháza
Bauer Gyula bányászhallg., Selmecz
Bäumel Ede tanár, Sopron
Bayer Antal gyógysz., Bpest
« György gyógysz., Kis-Jenő
Beauregard Lajos orvos, Bécs
Bedő Dénes tanár, Sz.-Keresztúr
Bejczy Sándor birtokos, Rum
Beke Antal orgon., H.-Böszörmény
Békeffy Gyula ügyvéd, Szabadka
Békés, Ev. ref. gimnázium
Békés-Csaba, Kaszinó-egylet
« « Megyei tanító-egyesület
Békési Gyula t. főigazg., Debreczen
Beliczay Béla birtokos, Bpest
Benczúr Dénes e. m. tanár, Bpest
Bende Andor mérnök, Zágráb
Bendl Godofr. gazd. int., Mezőhegyes
Benedicty Gyula gyógysz., Békés
Benka Gyula ig.-tanár, Szarvas
Benkó Imre tanár, N.-Körös
Benkő Benedek áll. főnök, M.-Ludas
« Lajos főorvos, A.-Marót
Beöthy Zsolt e. tanár, Bpest
Berczeller Imre orvos, Bpest
Bereczk Pét. gyógysz., H.-Vásárhely
Bereczky Gyula erdész, Bpest
Bereczki Máté gyümölcsész, Kovácsh.
Beretzky Endre orvos, Kőbánya
Beregszász, Állami reáliskola
Berencsy László orvos, Nemes-Ócsa
Berendy Béla erdőgondnok, Bpest
Berényi János tanár, Zilah
Berg Antal postafőtiszt, Bpest
Berger Ignácz mérnök, Tokaj
Berghofer Ákos tanár, Gyula
Berghoffer Károly nevelő, Gyömrő
Berinkey Bálint hivat., R.-Komárom
Berkes Sándor orvos, Gyula
Berkó István gyógysz., Ipolyság
Berkovits Zsigmond orvos, N.-Várad
Bernáth Béla orsz. képviselő, Bpest
Bernáth Elemér tanácselnök, Kassa
« Kálmán mérnök, Szeged
Bernauer Zsigmond chemikus, Bpest
Bernolák Máté gyógysz., Beszterczeb.
Bertalanffy Viktor gyógysz., Vasvár
Berthóty Károly tanár, Fiume
Béry Lajos hivat., Szombathely †
Berzsenyi Gerő ügyvéd, Lengyeltóti
« Gyula erdészgyak., Keszthely
Beszterce, Polgári fiúiskola
Beszterczeb., M. k. erdőt. szakkönyvt.
« Kir. főgimnázium
« Kir. főgimn. ifjúsági könyvtár
Gróf Bethlen István, Kolozsvár
Bezerédy Dénes birtokos, Istvánfa
Bihari János s. lelkész, B.-Ujfalu
Binder Laura tanítónő, Kolozsvár
Biró Gyula tanár, Kolozsvár
Bittó Béla birtokos, Bpest
Blaskovits Gyula birtokos, N.-Bánya
Bobest István ügyvéd, M.-Óvár
Bóbita Endre tanár, Kassa
Bóday Aladár ellenőr, R.-Komárom
Bodnár Gyula mérnök, Debreczen
Bódogh Ferencz gyógysz., Kecskemét
Bodoki Kálmán mérnök, Gyoma
« Mihály gyógysz., Gyula
Bodolay László tanár, M.-Tur †
Bodor Jenő erdőrendező, Kolozsvár
Boér Jenő orvos, Tövis
Bogyó Samu tanár, Bpest
Bokros Elek orsz. képv. Bpest †
Boleman István orvos, Bpest
« János orvos, Léva
Bolgár Endre alispán, Ipolyság
Bolner Károly ügyvéd, Tokaj
Bontó Gerg. áld. pap, S.-A.-Újhely
Boór Jenő lelkész, Hosszúfalu
Boros Gyula gyógysz., B.-Újfalu
Borosnyay Dániel ügyvéd, Brassó
Borszéky Soma min. oszt.-tan., Bpest
Bothár Emil tanár, Beszterczebánya
« Samu orvos, «
Bottka Antal birtokos, Bodrog
« Győző ügyvéd, A.-Marót
Böhm Miklós tanár, Kétegyháza

Brassó, Róm. kath. főgimnázium
« Középkeresk. isk. igazgatósága
Braun Pál gyógysz., Keszthely
Brázay Kálmán kereskedő, Bpest
Brengarten Henrik főjegyző, Palota
Brenner Lajos tanár, Veszprém
« Vilmos főmérnök, Bpest
Breuer Pál gyógyszerész, M.-Lápos
Brogyányi Gyula fogalm., Zombor
Bruckmann János állatorv., Bonyhád
Buda Ádám birtokos, Rea
Bpest, Közp. posta-távirda-igazgat.
« Közl. min. p. és táv. szakoszt.
« Orsz. m. k. statiszt. hivatal
« Stefánia Yacht-egylet
« Tabáni népisk. könyvtár
« II. ker. polg. leányiskola
« II. polg. és középkeresk. isk.
« Posta és táv. tanf. igazgatósága
« Országos kaszinó
« M. k. állatorvosi tanintézet
« Kir. egyet. kath. főgimnázium
« M. k. tanárkép. gyak. főgimn.
« Állami el. és polg. isk. tanítóképző int. ifj. olvasóköre
« Egyet. gyógyszerész hallgatók segítő és önképző köre
« Orsz. tisztviselők egyesülete
« V. ker. polg. leányiskola
« Ref. főgimn. önképző köre
« M. kir. honv. Ludov. akadémia
« Kegyesrendi főgimnázium
« VII. ker. gimnazium
« VII. ker. nagydiófa-u. iskola
« Egyet. vegytani intézet
« VI. k. áll. tan.nő-képző (2 p.)
« IX. k. polg. és középkeresk. isk.
« Kazinczy-utczai elemi iskola
« VI. ker. polgrái iskola
« Műegyetemi könyvtár
« Budai tanító-egylet
« II. ker. áll. főreáliskola
« M. tud. akadémia
« M. mérnök- és építész-egylet
Bpest II. ker. áll. tanítónőképezde
« Nemzeti kaszinó
« Tisztviselőtelepi kaszinó
« III. ker. népkönyvtár
Buday Ákos gyógysz., S.-A.-Újhely
« Béla mérnök, Bpest
« József birtokos, Debreczen
« Mór orvos, Zsarnócza
« Zádor főmérnök, Bpest
Bugát Ferencz mérn., Nóg.-Megyer
Burány Ernő gazdász, Csém
Burchard Konrád főrendi tag, Bpest
Burdáts János erdész, Csornoholova
Burkovits Lajos tanár, Keszthely
Busbak Ádám birtokos, Losoncz
Búza János tanár, Sárospatak
Buzáth Ferencz gyógysz., Beregszász
Büchl Károly mérnök, Debreczen
Campianu György tanító, Kuvin
Chernel István birtokos, Kőszeg
Chován Károly tanár, Szarvas
Chyzer Kornel min. tanácsos, Bpest
Gróf Crouy Endre birtokos, Vácz
Cukor Lajos orvos, N.-Károly
Csabay Imre ig.-tanár, Kecskemét
Csáktornya, Áll. tanítóképezde
« Népiskolai könyvtár
« Polgári iskola
Csáky József gazd. intéző, Szalka
Csáki Róbert tisztviselő, Bpest
Csanak József kereskedő, Debreczen
Csapó Lajos birtokos, S.-A.-Újhely
« Ödön tanító, Csajágh
Csapodi Ferencz körj., Sz.-Györök
« István e. rk. tanár, Bpest
Csausz Lajos birtokos, Gyula
Csebra József tanító, Királyság
Cséby Lajos gyógysz., Duna-Adony
Cseh Károly közeg. felügyelő, Bpest †
« Lajos geologus, Selmecz
Csepcsányi Béla gyógysz., Újpest
Cserháti Jenő mérnök, Bpest
Csernus László tanár, S.-A.-Újhely †
Csernyus Allán birt., Alsó-Bodony

Cservenyák György, gysz. B.-Gyarm.
Csiby Lőrincz erdőm., Beszterczeb.
Csigó Pál birtokos, Z.-Gulács †
Csik Gyula főerdész, Karád
Csik-Somlyó, Gimnázium
Csincsek Flóris lelkész, Nustár
Csippék János gyógysz., Tapolcsány
Csiszár Árpád gyógysz., Z.-Szinna
Csízik Kár. ny. p. ü. főtanács., Bpest
Csók Lajos birt., Közép-P.-Bogárd
Csolnoky Jenő tanársegéd, Bpest
Csomasz Béla ügyv. jelölt, Veszprém
Csonka Pál mérnök, Szentes
Csopey László tanár, Bpest
Csorba Edéné úrnő, Kaposvár
Csorna, Premontreiek könyvtára
Csurgó, Ev. ref. főgimn. könyvtára
Czacher Gusztáv gazdat., Ercsi
Czárán Gyula birtokos, Monyásza
Czehe K. Aladár gyógysz., Oklánd
Czettler Gyula gyógysz., Bpest
Czibulka Soma erdőgondn., Polhora
Czibur Bertalan gyógysz., N.-Mihály
Czingell László gyógysz., Heves
Czirer József birtokos, Kátoly
Czirer Lajos sorhajóhadnagy, Pécs †
Czollner Vincze gyógysz., Pozsony
Czvajna József igazg.-tan., Beszterczе
Daits Ede orvos, Felka
Danielisz Károly birtokos, Szentes
Darvas Imre igazgató, Dobrest
Dax Adolf mérnök, Kolozsvár
Debreczen, Róm. kath. gimnazium
« Ref. főiskola könyvtára
« « « fizikai szertára
« Főreáliskola
« M. k. gazdasági tanintézet
« Orvos-gyógyszerész egylet
« Ev. ref. tanítótestület
« Kereskedelmi akadémia
Decsy Dezső gyógysz., Szabadka
Deér Endre gyógysz., Aszód
Gróf Dégenfeld Gusztáv, Téglás
Dékány Rafáel igazgató, Bpest †
Demeter Kálm. tanár, H.-Vásárhely
Dérer Mihály mérnök, Z.-Brezó
Derzsi Gábor főerdész, Zilah
Deszkásy Boldizsár jogtan., Sopron
Deutsch Adolf birtokos, Gyöngyös
« Ernő orvosjelölt, Bpest
« Zsigmond könyvárus, «
Déva, Áll. főreálisk. tanári könyvtára
« « « önképzőköre
« Nemzeti kaszinó
Dezseőffy Béla birt. Szt-Márton-Káta
« Emil főszolgabiró, N.-Káta
« Géza kir. táblai biró, Bpest
« Gyula ny. pleb., Sz-M.-Káta
Diel Ede gazdatiszt, Juliamajor
Dietz Lajos tanár, Kassa
Diós-Győr, Vasgyári kaszinó
Diósy Ede könyvelő, Komárom
Dirner Gusztáv orvos, Bpest
« Lajos « «
Dobiecki Sánd. vas. főfelügy., Debr.
Doctorics Sándor árvasz. üln. Sopron
Doczkalik Jenő nevelő, A.-Metzenzéf
Dókus Gyula m. főjegy., S.-A.-Újhely
Domokos József bányatiszt, M.-Újvár
Dorner Andor nagyker., Barcstelep
Dőry Dénes birt., Paradicsompuszta
« József « Dombovár
« Vilmos gazdatiszt, Leperd
Dövényi Pál ügyvéd, Székelyhíd
Draskóczy Gábor tanár, M.-Sziget
Drucker Jenő gazda, Vörösvár
Dubsky Fer. pénzt., Cs.-Sándorfalva
Dudich Endre orvos, N.-Salló
Duka Marcel kat. felügyelő, Szeged
Dunky Fer. fényképész, Kolozsvár
Dunst Ferencz plebános, Keszthely
Edvi István csendőrhadn., N.-Bánya
Edvy Sándor pü. szemlész, B.-Gyarm.
Egán Lajos hivatalnok, Drág
Eger, Törzs-kaszinó
« Állami reáliskola
« « « ifj. könyvtára
Ehrlich Henr. nagybérlő, Fegyvern.

Eibach Emil főkönyvelő, Pécs
Eisenhut Kálm. gazdat., Therczovácz
Eiszdorfer Gusztáv gyógysz., Bpest
Elekes Károly tanár, N.-Enyed
Eltscher Simon « Nyiregyháza
Emich Gusztáv képviselő, Bpest
Entz Géza m. e. tanár, Bpest
Eősz Ferencz gazd. tanácsos, Bpest
Báró Eötvös Loránd, Bpest
Eperjes, Kir. kath. főgimnázium
« Ev. colleg. magy. társaság
Er-Diószeg, M. k. vinczellériskola
Erdélyi Géza gyógysz., Csacza
Gróf Erdődy György, Gyepű-Füzes
Erdődy Imre tanár, Bpest
Erdős Jenő gyógysz. Boglár
Erdősi Gyula ügyvéd, Kalocsa
Erkel János mérnök, Gyula
Ernuszt Kelemen birtokos, Olad
Erős Rezső gazdatiszt, Mikófalu
Erreth Lajos orvos, Pécs
Ertl Heribert tanító, Nándorvölgy
Erzsébetváros, Gimnázium
Esztergom, Főgimn. ifj. könyvtára
« Reáliskola
Gróf Eszterházy Kálmán, Gyalu
Exner Leó tanár, H.-M.-Vásárhely
Fábián Lajos Mór tanár, Debreczen
Fábry Árpád orvos, Rudóbánya
Faludy Géza orvosjelölt, Bpest
« Károly jegyző, Cs.-Apácza
Fanta Adolf orvos, Sz.-Fehérvár
Faragó Gyula főmérnök, Szeged
Farahó János birtokos, Kopács
Farkas Fer. gazd. intéző, P.-Anyafa
« Gyula birtokos, Simánd
« « ig. tanító, Turcz
« János orvos, Sz.-Fehérvár
« Ödön birtokos, Imreháza
« Sándor gyógysz., Baja
« « « Szentes
Faschler László tanár, Tata †
Faulháber Oszkár doh. tiszt, Szulok
Fáy Árpád birtokos, B.-Gyarmat
Fáy Béla birtokos, Dédács
Báró Fechtig Imre, Tisza-Ugh
Fehértemplom, Főgimn. ifj. könyvt.
Feiler Mihály szerkesztő, Pécs
Báró Feilitzsch Arthur, Kolozsvár
Fejér Dávid orvos, Gy.-Szt.-Miklós
Fejes Lajos gyógysz., Kun-Ágota
Fejős Dezső gyógysz., Dunaföldvár
Fekete Berta tanítónő, Bpest
« János tanító, B.-Hunyad
« Lajos birtokos, Bpest
Félegyházy Ágoston titkár, Bpest
Felső-Lövő, Tanintézetek
Fényes Dezső tanár, Arad
Ferencsik Ödön erdész, N.-Várad
Ferenczy István tanár, N.-Szeben
« József tanár, Nyitra
« László birtokos, Bpest
« Zoltán gyógysz., Szeged
Fest Béla gyógysz., Bpest
Fialowsky Lajos tanár, Bpest
Figura József erdész, H.-Pereszteg
Finta Lajos mérnök, Öcsöd
Finy Béla gyógysz., Bpest
Fischer Samu chemikus, Bpest
« Zsigmond birtokos, P.-Martfű
Fittler Béla ügyvéd, Sz.-Fehérvár
Fiume, Áll. keresk. Akadémia
« M. k. tengerészeti hatóság
Flatt Károly gazdász, Élesd
Fleischer Gusztáv kereskedő, Kassa
Florián János birtokos, Szamosújvár
Flóth F. Adolf szolgabíró, Bethlen
Fluk Ádám táblai tan.-eln., Temesv.
Fodor Balázs építész, Temes-Ságh
« József e. tanár, Bpest
Fogarasi Béla tanár, N.-Enyed
Gróf Forgách István, N.-Szalláncz
Forgách József jószágkorm., Kassa
Gróf Forgách László, Mándok
Fornét Gyula m. aljegyző, Rimasz
Forray Ferencz tanító, Zenta
Forster Géza birtokos, Bpest
« Gyula min. tanácsos, Bpest

Forster István birtokos, Zomba
« Kálmán min. titkár, Bpest
Földes Bella tanítónő, Gurahoncz
« János főerdőg., N.-Palánka
Földi János főerdész, Bpest
Fraenkel Sándor ügyvéd, Bpest
Fraknói Vilmos püspök, Róma
Frank Kiss István chem., Kolozsvár
Freyzinger Lajos közjegyző, Vácz
Friedman Benő birtokos, Rév
Friedrich Istv. kasznár, Félegyháza
Frits József gyógysz., Tolcsva
Frivaldszky János igazg. őr Bpest †
Fröhlich Izidor e. tanár, Bpest
Fromm Antal gazdatiszt, Gyömrő
Fuchs Ádám ig. tanár, Pécs
« Ármin gazda, R.-Keresztúr
« Géza gazdálkodó, Újfalu
Fuss Nándor gyógysz., A.-Lendva
Fülöp Antal plébános, Suúr
Gabányi Endre mérnök, Kolozsvár
Gál Elemér mérnök, N.-Várad
« Ernő jogtudor, Baja
« Gaszton birtokos, Bpest
Gálffy Endre törzsorv., Kolozsvár
Gallik Géza gyógysz., Kassa
Gálócsy Arpád mérnök, Bpest
Ganczaugh Mikl. szolgab., Besenyő
Gänger Mór orvos, Czibakháza
Garán János « Székelyhid
Garda Dezső mérnök, Királyháza
« János erdőgyak., Szászrégen
Gáspár János m. aljegyző, N.-Enyed
« József távirdatiszt, Szeged
Gasparik Pál erdész, Tenke
Gavallér Lajos ügyvéd, M.-Sziget
Gecsányi Gusztáv tanár, Sopron
Geittner József kereskedő, Bpest
Gelléri Szabó János ügyv., «
Genersich Antal e. tanár, Bpest
Geng József gazdat., P.-Fáczánkert
Geőcze Imre kohótiszt, Aranyidka
Gergelyi Imre orvos, Gyöngyös †
Gergely Károly táblab., Sz.-Fehérvár
Gerster Miklós iparfelügy., Bpest
Ghyczy Géza akad. igazgató, Bpest
Gleiman Kálmán orvos, Z.-Brezó
Glósz Bernát Kálmán orvos, Eger
Gobetzky József gyógysz., Eszék
Gockler Lajos tanító N.-Becskerek
Goldberger Lajos chemikus, Bpest
Golián Kár. kohófőn., Kapnikbánya
Gombos Gyula gazda, Kisbér
Gonda Balázs ref. lelkész, Berczel †
Gothard Jenő birtokos, Herény
Gömöry Gusztáv keresk., Dobsina
« Sándor tkp. jegyző, Kecskemét
Görgei Arthur tábornok, Visegrád
Gőzsi Máté ügyv. jel., Duna-Adony
Gráf Nándor tisztviselő, Bpest
Gréger Géza erdész, Visk
Grittner Albert mérnök, Bpest
Grössinger József áll.-főnök, Bpest
Grötschel Imre tkp. igazgató, «
Grüner Ádám pénztárn., Ó-Kanizsa
Grünwald István tanár, Bpest
Gschwindt Mihály gyáros, «
Gubányi József birtokos, Pilis
Gulácsy Béla mérnök, Bpest
Gunde Henrik tanár, Újvidék
Gúta József tanár, Beszterczebánya
Guttmann Izidor chemik., Szerencs
Gyarmathy Zsig. inspektor, Hunyad
Gyömörey Vincze birtokos, Ukk
Gyönk, Ref. gimnázium
Győr, Áll. Főreálisk. igazgatósága
« « « ifj. könyvtára
« Áll. polg. leányiskola
Györgyei Miklós birtokos, P.-Kürt
Györke István főerdész, Kolozsvár
« Lajos tanár, Fogaras
Györki Lajos orvos, Kölesd
Győr-Szt. Márton, Pannonh. könyvt.
Gyula-Fejérvár, Kath. gimnázium
Gyulai Pál főrendi tag, Bpest
Gyurmán Andor tanár, «
Gyüge Benjámin gépész, T.-Ságh
Haberern Jon. Pál e. m. tanár, Bpest

Háckl István gazd. intéző, Monyoró
Haidekker Béla ügyvéd, Szegszárd
Haitsch Samu tanár, Selmecz
Hajdú-Böszörmény, Gimnázium
Hajdú Gyula műszaki tan., Bpest
Hajdú-Szoboszló, Polgári iskola
Hajnal Albert orvos, Kígyós
« Endre ügyv., Sopron
« István orvos, Békés
Hajnos Gyula orvos, Bpest
« Sándor hivatalnok, Bpest
Halász Ágost vegyész, «
« Árpád tanár, Makó
« Elemér birtokos, Csány
« Géza alerdőfelügyelő, Pécs
« László igazg. tanár, Lőcse
Halka Dániel erdész, H.-Sz.-György
Halmi János tanár, H.-M.-Vásárhely
Hamaliár Károly gysz., R.-Szombat
Hámbor József s. lelkész, Kis-Szeben
Hanák Kolos ügyvéd, Gyöngyös
Händel Vilmos birtokos, Selmecz
Hankó Ödön főorvos, Deés
Hanthó István ezr. orv., Kecskemét
Hanusz István ig. tanár, «
Haraszti Tivadar bérlő, K.-Sz.-Márt.
Harmath Gergely tanár, Debreczen
« Lajos ügyvéd, Brassó
Hauer Béla birtokos, P.-Bojár
Hauszmann Fer. tkp. főtiszt, Bpest
Havas Ágost erdőmester, Zircz
Hazslinszky Károly gyógysz., Bpest
Héder János törvsz. bíró, M.-Sziget
Hegedüs Miklós mérnök, Felbár
« János honv. főtörzsorvos Bpest
« József jószágigazgató, «
« Károly igazg. tanár, «
« Sándor orsz. képviselő, «
Haeger Czeczilia tanítónő, N.-Ilonda
Hegyfoky Kabos plébános, Turkeve
Hegyessy Sándor ügyvéd, Csoltó
Hellebronth Géza birt., Tisza-Roff
Heller Ágost ak. főkönyvtárn., Bpest
« Jakab orvos, M.-Sziget
Helvey Adolf ügyvéd, Petris †
Hemmen Mátyás ispán, Hódos
Hencz Antal építész, Keszthely
Hennel Kár. kaszn., Domokosmajor
Herbszt Ferencz isp., Lovászpatona
Herchl János tanár, Kassa
Hercz Mór gyógysz., Miskolcz †
Herczogh Hugó iskola-igazg., Szerb-Nagy-Szent-Miklós
Heringh Sándor gyógysz., N.-Várad
« Zsigmond ügyvéd, Sopron
Hérmán Mih. ügyv., Szatm.-Németi
Hidasi J. gyógysz., Bács-Bresztóvacz
Hidegh Kálmán tanár, Arad
Hinger Tivadar ur. tiszt, Rakonczás
Hirschmann Ferdin. tanár, Pozsony
Hochstrasser Ján. ügyv., N.-Kikinda
Hocz Gábor p. ü. biztos, Bpest
Hódinka Ágoston tanár, Sárospatak
Hódm.-Vásárh., Ev. ref. főgimnáz.
Hofer Károly igazg. tanár, Bpest
Hoffer Samu ezredorvos, Gyula
Hoffmann Károly ügyvéd, Késmárk
Hoffmann könyvkeresk., Bpest (2 p.)
Holdházy János püspök, Győr
Holl Jenő p. ü. biztos, Munkács
Holzinger Lajos jegyző, N.-Komlós
Hopf János kanonok, Kalocsa
Hopp Ferencz kereskedő, Bpest
Horn Gyula orvosnöv., Bpest
Hornyay Béla orvos, S. A. Ujhely
Hort Erzsi tanítónő, Szeged
Hortobágyi Zsigm. tanár, Pancsova
Horváth Béla mérnök, Miskolcz
« Ferencz tanító, Z.-Tapolcza
« Géza ügyvéd, Tata
« Imre gyógyszerész, Tarczal
« Jeromos tanár, Baja
« János ügyvéd, Szentes †
« Kálmán gyógysz., Kaba
« Károly orvos, Debreczen
« « közjegyző, Orosháza
« László igazgató, Pozsony
« Mihály orvos, Kecskemét

Houchard Fer. p. ü. titk., Gomba
Hőgyes Endre e. tanár, Bpest
Hőnig Frigyes gyáros, Arad
Hősz Mihály orvos, Nagylak
Hubert Aladár erdész, Rezsőpart
Hubert Vilmos ügyvéd, Léva
Huchthausen Vilm. inspekt., Kéthely
Huffner Tivadar igazgató, Nagyág
Gr. Hugonnay Kálm. t.-sz. bíró Bpest
Hunyady Lajos birtokos, Szakál
Husz Ármin tanár, Eperjes
Huszár Károly gyógysz., Keszthely
Hutyra Ferencz tanár, Bpest
Igaly Béla hivatalnok R.-Palota
Igló, Főgimnázium
« Tanítóképezde
Ignits Boldizsár áldoz., Szt.-Gothárd
Ihász Lajos birtokos, Hathalom
Illés Dezső ügyvédjelölt, Veszprém
Illés Ignácz ezredorvos, Keszthely
Ilosvay Lajos m. e. tanár, Bpest
Imecs Béla főerdész, B.-Apátfalva
Imre Dénes erdőrend, Gy.-Szt.-Mikl.
« József orvos, H.-M.-Vásárhely
« Miklós ügyvéd, Eger
« Sándor gyógysz., Bácsföldvár
Ince Kálm. k. uti felügy., M.-Vásárh.
Inczédy Dénes igazgató, Pécs
Inkey Béla főgeológus, Bpest
Institoris Antal kereskedő, Arad
Issekutz László orvos, Arad
Ivánka István birtokos, Palást
« Pál főszolgabíró, Monor
Iványi Ernő orvos, Bpest
Jaeger Vilma tanítónő, Dobsina
Jakab Géza tanár, Homonna
« István postatiszt, Kassa
« József erdész, Gy.-Szt.-Miklós
Jákó Jenő erdész, Zsarnócza
Jákói Géza főerdész, Ugod
Jálics Géza nagykereskedő, Bpest
Jancsó Lajos gazdat., Micskepuszta
Jármay Gyula gyógysz. Bpest
« Jenő mérnök, Bpest

Jászberény, közs. kath. főgimn.
Jaszencsák Sándor tanár, Debreczen
Jedlik Ányos ny. e. tanár, Győr †
Jelfy János ügyvéd, Arad
Jellachich Károly orvos, Dárda
Jendrassik Ernő e. tanár, Bpest
Jeney Béla hivatalnok, Debreczen
Jenovay Dezső ügyv., K.-Félegyháza
Jeszenák Ráfael tanár, Losoncz
Jeszenszky Béla birtokos, Temesvár
« Sándor közjegyző, Beszterczeb.
Jezerniczky Ákos mérnök, Szeged
Jobszty Gyula alispán, Beregszász
Ifj. Jókai Mór min. titkár, Bpest †
Jóna László gyógysz., Nyir-Bakta
Joós Lajos bányatiszt, Felső-Bánya
Jordán Ferencz főorvos, Bpest
Józsa Fábián orvos, Alsó-Lendva
Jósa Károly körorvos, Kocs
Juchó Ferencz orvos, V.-Hunyad
Jura János járásbíró, F.-Visó
Jurányi Lajos e. tanár, Bpest
Jurkovits Otm. járásb., N.-Mikl.
Just Ferencz mérnök, Bpest
Kabdebó Lajos tanár, Arad
Kácser Zsigm. ügyvéd, N.-Kikinda
Kádek István igazgató, Privigye
Káldy Gyula orvosjelölt, Bpest
Kalecsinszky Sándor chemik., Bpest
Kállay István tanár, Debreczen
Kálmán Béla járásorvos, Kassa
« Sándor tanító, Szécsény
Kálnay Zoltán mérnök, Nyiregyháza
Kalocsa Viktor postatiszt, Mező-Túr
Kaposvár, Főgimn. ifj. könyvtára
« Nemzeti kaszinó
« Főgimn. tanári könyvtár
Kapuvár, Kaszinó-egylet
« Polgári iskola
Karai Sándor tanár, Debreczen
Karácson Gyula főjegyző, Zombor
Kardos Károly tanár, M.-Sziget
Karika Béla gyógysz., Tata †
Karkovány Ákos m. e. hallg., Bpest

Kármán Mór e. tanár, Bpest
Karpf Lajos tanár, N.-Szombat
Karsay Jolán igazg. tanítónő, Győr
« Lajos gazdatiszt, Ürmény
« Zoltán orvos, Német-Bogsán
Kassa, Kath. főgimn. igazgatósága
« M. K. posta és távirda igazg.
« Állami főreáliskola
« Gazd. tanintézet olvasóköre
Katona Lajos mérnök, Z.-Brező
Katz G. könyvkereskedő Bpest
Kauffmann Kamill bányakap., Bpest
Kecskemét, Tanító testület
« Ref. főgimnázium
« Polgári leányiskola
Kégl János jogász, Bpest
Kelemen Mihály főtörzsorvos, Pécs
Keleti Gusztáv igazgató, Bpest
Keller Ferencz állomásfőnök, Sárosd
« Károly főtanító, N.-Perkáta
Báró Kemény Domokos, Malomfalva
« « László, Tövis
« « Pál, Mező-Záh
« « Ödön, Alsó-Jára
Kempelen Imre birtokos, Moha
Kende Péter alispán, Ungvár
« Zsigmond birtokos, N.-Geőcz
Kenessey Pongrácz ügyv., Veszprém
Keő Jenő mérnök, Rév-Komárom
Képes Ferencz r. kap., Abrudbánya
Kerbolt László körorvos, Sárosd
Keresztyén Albert orvos, M.-Kászony
Kerner Pál ezredorvos, Trencsén
Kerpely Antal min. tanács., Bpest
Kertész Lipót orvos, Dombóvár
Kertscher Sándor tanító, Késmárk
Késmárk, Ev. lyceum könyvtára
« Szepesi orvos-gyógysz. egylet
« Kaszinó
Keszler Pál gyógysz., N.-Bocskó
Keszthely, Prem, főgimn. tan. kvtár
« Gazdasági tanintézet
Kétli Károly e. tanár, Bpest
Kézmárszky Tivadar e. tanár, Bpest
Khern dl Antal m. e. tanár, Bpest
« Imre birtokos, Z.-N.-Récse
Kikindai Aladár mérnök, Kalocsa
« Béla gazdász, N.-Kikinda
Kilián Fr. könyvárus, Bpest (10 p.)
Kim Andor gazdatiszt, Felső-Ireg
Kintzig Béla m. e. hallg., Bpest
Király József tanár, N.-Szalonta (2p.)
« István orvos, B.-Bicske
Kirchknopf András tanár, Kassa
Kirchmayer Gerő birt., K.-Enyiczke
Kirchner Mih. gyógysz., Komárom
Kiss Andor körjegyző, Gladna
« Endre táblabíró, Debreczen
« Ferencz tiszttartó, Kapriora
« Gyula gyógysz., H.-M.-Vásárh.
« « jegyző, Óverbász
« János igazgató, Bpest
« László tanár, Halas
« Sándor gyógysz., N.-Kőrös
Kisfaludy Sándor birt., B.-Tomaj †
Kis-Kun-Halas, Gimnázium
Kismarton, Eszterházy könyvtár
« Áll. polg. isk. könyvtára
Kisujszállás, Gimnázium
Kiszelly Ervin tanár, Késmárk
Klacskó Lajos tanító, Almaszeghuta
Kléh István igazgató, Bpest
Klein Ede tanár, Késmárk
« Fülöp orvos, Bpest
« Gyula m. e. tanár, Bpest
« Pál tanár, Késmárk
« Samu tanár, Dobsina
Klimm Mihály m. e. tnr., Bpest
Klinovszky Albert gyógysz., Zágráb
Klotzbach István gondnok, Ercsi
Klökner P. könyvárus, Sz.-Fehérvár
Klug Nándor e. tanár, Bpest
Kluge Ferencz ispán, Szt.-János
Koch Antal e. tanár, Bpest
« Ferencz tanársegéd, Kolozsvár
Kócsy J. főerdőmest., S.-Szt.-György
Kocsis János tanár, Kaposvár
Kojnok Tamás erdész, Rezsőpart

Koleszár János plébános, Perlasz
« Lajos igazgató, B.-Hunyad
Kollár Péter árvasz. ülnök, Eszterg.
Kolozsmonostor, Gazdas. tanintézet
« Gazd. int. ifjúság olvasó köre
Kolozsvár, Polg. fiú-isk. igazgatósága
« M. k. középisk. tanárképezde
« Közs. felsőbb leányiskola
« Állami tanítóképezde
« Áll. tanítóképezde önképzőköre
« M. kir. posta és távirda igazg.
« Ev. ref. colleg. könyvtára
« Keresk. akadémia
« « « ifj. könyvtára
« Orvoshallgatók segélyegylete
« Ref. tanodai ifj. olvasó egylet
« Egyetemi vegytani intézet
« Áll. tanítónőképezde
Kolumbán Áron lelkész, Kötegyán
Koller Gyula orvos, Bpest
Komárom, Szt.-Ben.-r. kath. gimn.
« megyei könyvtár
Komáromy Károly gazdat., P.-Csike
« Lajos mérnök, Szentes
Kondor Sándor bányat., Rézbánya
Konkoly Miklós m. i. igazgató, Bpest
Konrád Márk ig. tanár, N.-Várad
Konsch Ignácz tanár, N.-Várad
Kopp Lajos tanár, Bpest
Korányi Lajos gyógysz., Bpest
Korbély József mérnök, B.-Ujfalu
Gróf Kornis Emil, Jakabháza
Kornstein Lajos orvos, N.-Várad
Koós Gábor tanár, Bpest
Korach Jakab hivatalnok, Orló
Kósa Miklós tisztartó, Csurgó
Kosinsky Viktor igazgató, Tarczal
Kossa Dezső orsz. képv., Siklós
Kossuth Lajos, Turin †
Kossutány Tamás tanár, M.-Óvár
Koszorús István orvos, Gálos
Kosztka Károly hivatalnok, Szentes
Kótányi Manó « Szeged
Kóti Jerémiás tanító, H.-Hadház
Kovách Antal orvostud., Kunhegyes
Kovács Antal orvos, Jászkisér †
« Béla tanár, Kolozsvár
« Eduárd birtokos, Mikola
« Elek közjegyző, Nyiregyháza
« Géza fogalmazó, N.-Bánya
« Imre chemikus, Bpest
« István tanár, Lőcse
« József orvos, Salgó-Tarján
« « tanár, Homonna
« « főorvos, Szeged
« « e. tanár, Bpest
« Károly gazdatiszt, Pécs
Kovách « birtokos, Szürthe
Kovács Lajos üzletvezető, Bpest
« Pál erdőgyakn., N.-Borosnyó
« Sebestyén End. főorv., Ipolyság
Kovácsy János főmérnök, Bpest
Kozlik János birtokos, Moson
Kökényesdy Mihály ügyv., M.-Sziget
Kölber Alajos gyáros, Bpest
Kölcsey Ferencz főorvos, Szatmár
Kölesvölgyi Józs. ügyv., Szombathely
Könczöl Józs. hittanhallg., Innsbruck
Kőnig Gyula m. e. tanár, Bpest
Körmend, Kaszinó
Körmendy Imre ügyvéd, Bpest
Körmendi Lajos áll. főnök. Z.-Brezó
Kövér Kálmán orvos, Bpest
Kövesligethy Radó e. rk. tanár, Bpest
Krausz Arthur orvos, Bpest
« József könyvárus, Veszprém
Krécsy Béla tanár, Bpest
Kreizler Zsigm. keresk., Sz.-Fehérv.
Krenner József e. tanár, Bpest
Kriegler Antal tan., T.-Szt-Márton
Kristyóry János iparos, Arad
Kriza Agoston p. ü. biztos, Vácz
Kroczefszky Adolf gyógysz., Eszék
Krudy Gyula ügyvéd, Nyiregyháza
Kubatovics Jakab tan., Szabadka
Kugler János ügyvéd, Bpest
Kubinyi Mórné, Beszterczebánya
Kulin Ferencz gyógysz., T.-Nána

Kulin Géza gyógysz., Bpest
Kuliszeky Ernő tanfelügy., M.-Óvár
Kulizsák Ferencz százados, Gyula
Kun-Félegyháza, Tanítóképző-int.
Kun István főerdész, Munkács
« Kálmán törvsz. bíró, Miskolcz
« Mór gyógysz., K.-Félegyháza
Kun-Szt.-Miklós, Kaszinó
« Ev. ref. gimnázium
Kunc Adolf prælátus, Csorna
Kunfalvy István sz. bíró, Nyiregyh.
Kursinszky László tanító, Debreczen
Kussinszky Arn. hittanár, Jászóvár
Kürschák József tanár, Bpest
Lacsny Gyula főmérnök, Karczag
Lagler Béla állomásfőnök, Gáta
Laky Mátyás tanár, Temesvár
Lamm Ármin gazdat., Feketepuszta
Lampel Róbert könyvkeresk. Bpest
Láng Frigyes orvos, Zombor
Láng Gusztáv tanár, B.-Csaba
Lányi Gyula ügyvéd, Pozsony
Laszberg Rudolf gróf, alispán, Győr
László Ede tanár, Bpest
Latinovits János birtokos, Katymár
Lauch János tanár, Temesvár
Lázárné Szitkey Korn. urh., Nádudv.
Lázáry Géza magánzó, Terebes
Lechner Károly e. tanár, Bpest
Lederer Ábrahám ig. tanár. Bpest
Lederer Gusztáv járásbíró, Gyula
Leibnitz Antal tanító, Ókanizsa
Leipniker Ernő chemikus, Bpest
Leitgeb Imre birtokos, Derecske
Lejtényi György gazd. int., Bábolna
Lendl Adolf tanár, Bpest
Lengyel Antal tisztv., Szolnok
« Béla e. tanár, Bpest
« István tisztv., Bpest
« Lajos körorvos, Nagy-Dobos
« Samu birtokos, Miskolcz
Lépes Péter tanár, Karánsebes
Lévai állami tanítóképezde
Lévay Simon tanácsnok, Palics
Leviczky Albert erdész, Bpest
Lichtscheindl Gy. pénzt., N.-Láng
Link József művezető, Szeged
Linsbauer Rezső orvosj., Bpest
Linter Ákos állatorvos, Tenke
Lintner I. m. á. v. vezérfelügy., Bpest
Lippai állami polgári iskola
Lippe Ödön gyógysz., Tarnaméra
Lipthay Béla báró, Bpest
« Sándor m. e. tanár, Bpest
Liptó-Szt.-Miklósi polg. iskola
Liptó-Ujvár, Főerdő-hivatal
« Tanítóegylet
Lóczy Lajos e. tanár, Bpest
Loncsár József tanár, Szalatnak
Lonkay Antal erdész, Kakasfalu
Loósz József árvaszéki elnök, Kassa
Lopusny Kornél tisztv., Szászrégen
Losonczi főgimnázium
Losteiner Károly orvos, Kompolt
Lovrich Gyula főorvos, Nagybánya
Lowieser Mihály tisztt., Ittvarnok
Löcherer Andor birtokos, Bpest
« Lőrincz főorvos, S.-A.-Ujhely
Lőcsei főreáliskola
Lörenthey Imre tanár, Bpest
Lőrinczy Imre telekk.-v., Szamosujv.
Lőte József e. tanár, Kolozsvár
Lövy Adolf könyvárus, Miskolcz
« M. könyvárus, Szatmár (2 p.)
Löw Gusztáv forg. főnök, Bpest
Luby Géza orsz. képv., Nagy-Ar
Id. Luczenbacher Pál főr. tag, Bpest
Lugosi erdőigazgatóság
Lukács Antal birt., Mezőkovácsháza
Lukács Imre orvos, Mezőtúr
Lurya Géza orvosjelölt, Bpest
Lux Elek plébános, Plavnicza
Madarász Gyula muzeumi őr, Bpest
Mágócsy-Dietz Sándor tanár, Bpest
Magurányi József ügyvéd, Esztergom
Magyar Károly orvos, N.-Becskerek
Magyari Kossa S. birt., T.-Szt.-Márt.
Magyar-Óvár, Kegyesrendi gimn.

Magyar-Óvár, Kegyesrendi társház
« Gazdasági akadémia
« Kazinczy-kör
Majer Sándor gyógysz., Esztergom
Majláth Antónia urhölgy, Bpest
« István m. aljegyző, A.-Marót
Makó, Kasszinó
« Tanító egylet
Makra Péter plébános, Sáta
Makróczy Ferencz tanár, Nagyvárad
Málnásy Ferencz tanár, Pancsova
Margó Tivadar e. tanár, Bpest
Máriássy Ferencz birt., Márkusfalva
Márki János közjegyző, Gyula
Markó László főorvos, Miskolcz
Markovits József ügyvéd, Kőszeg
Markutz József épitész, Bpest †
Mármarosszigeti tanítóképezde
Marosujvári főbányahivatal
Marosvásárhely, Ref. kollégium
« Társalgó egylet
Marsovszky Miklós műhelyf., Zágráb
Martin Sándorné urhölgy, Bpest
Márton Domokos orvos, Szinna
« Géza orvos, B.-Almás
« Zsigmond gazdatiszt, Szénás
Mártonfi Lajos tanár, Marosujvár
Masirevics György mérnök, Bpest
Mathiász József tanító, Nagymihály
Matkovics Lajos főszolgabíró, Zenta
Mátyus Endre gyógysz., Leibitz
Maurer Adolf könyvárus, Kassa(2p.)
« Mihály tanító, Arad
Medreczky István tanár, Ungvár
Medve Kálmán ügyvéd, Debreczen
Medveczky Sándor gyógysz., Léva
Megay Gyula orvos, Zalatna
Melkner Kálm. tanító, Mezőhegyes
Menner Ottó gyógysz., Bpest
Mentler Károly gyógysz. Karád
Mentovich Ferencz tanár, N.-Kőrös
Meskó Márton gyógysz., Mezőberény
Mészáros Ignácz mérnök, Paks
Meszéna Lajos urad. intéző, Perbete
Metszősy Sándor orvos, Besenszög
Metzenzéfi népiskola
Mezey Mihály közjegyző, Nagyvárd
Mezihradszky K. orv., Szombathely
Mezőhegyes, Ménesbirtok
« Kaszinó
Mezőtúr, Ev. ref. gimnázium
« Közp. olvasó-egylet
« Ref. Tanítótestület
Mihailovics Mihály jegyző, Bács
Mihalkovics Géza e. tanár, Bpest
Mihályik Izidor igazg. tanár, Bpest
Miklós Gergely tanár, Bpest
Miklós Lajos főerdész, Brád
Miklovics Bálint lelk. H.-M.-Vásárh.
Mikola Kálmán tanár, Bpest
Mikolik Sándor e. hallg., Péterhegy
Miller Gyula tanár, M.-Sziget
Minczér Ede kasznár, Letkés
Miskolcz, Ev. ref. gimnázium
« Polgári iskola
Mitsky Sándor birtokos, Dános
Moczkovcsák D. gyógysz., N.-Becsk.
Módly Krizsó tanár, Szombathely
Modori tanítóképezde
Mokos Károly tanár, N.-Rőcze
Molnár Evelin tanítónő, Makó
« Ferencz gazdatiszt, Sárpentele
« István urad. felügy., Körmend
« Károly körjegyző, Hajmáskér
« Lajos gazdatiszt, Gyorok
Mórász József ügyvéd, Esztergom
Morelli Guszáv tanár, Bpest
Morva Kálmán mérnök, B.-Vasvári
Mózer Ede bányagondnok, Dubnik
Möszl Gusztáv tanár, Kassa
Munkácsi gimnázium
Munkácsy Pál orvos, N. Bocskó
Murakőzy L. gyógysz., Debreczen
Murányi Károly erdőgond., Bálincz
Musinszky G. műfestő, Hollóháza
Mühle Árpád műkertész, Temesvár
Müller Dezső gyógysz., Ujpest
Müllner Pál k. r. kormányzó, Bpest

Münnichshöfer K. gazdatiszt, Valkó
Nádhera Pál főerdész, Esztergom
Nádosy Kálmán birtokos, Görösgál
Nágel Sándor tanár, Baja
Nagy Béla gyógysz., Déva
« Dezső m. e. tanár, Bpest
« Elek gyáros, Sepsi-Szt.-György
« Gusztáv tanár, Sárospatak
« Gyula bérlő, N.-Hantos
« Istvánné urhölgy, Z.-Radvány
« István akad. tag, Horpács
« József ügyvéd, Halmi
« Károly orvos, Kispest
« Károly erdőmester, Besztercze
« « tanár, Csáktornya
« László tanító, Solt
« László tanár, Bpest
« Mihály tisztviselő, Győr
« Miklós tanár, Petrozsény
« Miklós gyógysz., B.-Hunyad
« Miklós tisztviselő, Torda
« Pál birtokos, Csepreg
Nagy-Bányai főgimnázium
Nagy-Becskerek, Főgimnázium
« « Kaszinó
Nagy-Enyed, Bethlen-főtanoda
« « Tanítóképezde
Nagy-Kállói főreáliskola
Nagy-Károly, Főgimnázium
« « Régi kaszinó
Nagy-Kátai Társaskör
Nagy-Kikindai gimnázium
Nagy-Kőrösi ref. főgimnázium
Nagy-Szalontai lelkészegylet
Nagy-Szebeni postakönyvtár
Nagy-Szőllősi polgári iskola
Nagy-Várad, Távirdaigazgatóság
« « Főreáliskola
« « Közs. népiskola
« « Bihari orvosegylet
Nánay Sándor tanító, B.-Füred
Návay Aladár fogalmazó, Bpest
Nedeczky Rezső honv. főhadn., Bpest
Neisár Károly tisztviselő, Bpest
Nemos Félix ig. tanár, Aszód
Nemes Ferencz főszolgab., Körmend
Nemesszeghy Jenő h. század., Bpest
Németh Pál birt., H.-M.-Vásárhely
Némethy Mihály tisztv., Erzsébetv.
Neppel Ferencz birtokos, Abony
Neuberger Lajos ispán, Pécs
Neumann Antal ügyvéd, Bpest
« Jenő tanár, Szarvas
Nicolits Lázár mérnök, Zágráb
Niertit Béla gyógysz., Szabadka
Nitsner Pál gyáros, Szegzárd
Noszlopy Bálint számvevő, Pápa
Novák Emil gazdatiszt, Királyság
« József orvos, Szabadka
Novelly Imre vezérfelügy., Bpest
Novotny Lajos főorvos, Bpest
Nunkovics Sándor aljárásb., Letenye
Nyiredy Géza tanár, Kolozsvár
« Jenő tanársegéd, M.-Óvár
Nyiregyháza, Ág. ev. gimnázium
« « Kaszinó
Nyiry Bertalan gyógysz., Bpest
« György gyógysz., Nagyvárad
Nyitrai főgimázium
Nyitray Ottó erdőgyak., Sokolovac
Óbudai tanuló-utczai iskola
Olofsohn Gusztáv állomásf., Kaposv.
Oraviczai polgári iskola
Orbay Antal főorvos, Bpest
Ordódy I. Károly birt., Markófalva
Orlovszky Gyula erdőgond., Zernest
Ormándy Miklós igazg., S.-A.-Ujhely
Ormódy Lajos főügynök, Debreczen
Ortutay Béla birtokos, Arad
Osterlamm Ernő erdészgy., Gyulav.
Osztrogonátz János tanár, Szabadka
Osztroluczky Gyula tanár, Selmecz
Ottó Sándor főmérnök, Sz.-Németi
Óváry Sándor ispán, Iklód
Ötömösy Gyula ügyész, N.-Bánya
Ötvös Károly jegyző, B.-Udvari
Pacher Donát ig. tanár, Kőszeg
Pákozdi Károly orvos, Bpest

Pál Károly kereskedő, Bpest
Palczer Ernő házfőnök, N.-Károly
Pallay Lajos ügyvéd N.-Várad
Pallér Kelemen igazg., Sz.-Fehérvár
Pálos Konrád főerd., Szinyérváralja
Pályi Sándor pénztárnok, Szob
Pamper Imre ügyvéd, Nezsider
Pancsova, Állami főgimnázium
Pándi István ügyvéd, Kigyós
Pap Elemér aljárásb., Rév-Komárom
Pap Gyula orvos, Bpest
« Imre ref. lelk., H.-M.-Vásárhely
« « mérnök, Miskolcz
« János házfőnök, Szeged
« József tanár, Ujvidék
« Károly ref. lelkész, Bpest
« Samu orvos, Bpest
« Tibor jogtanár, M.-Sziget
Pápa, Szt.-Benedek-r. gimázium
« Ref. főisk. könyvtára
Papanek Ferencz s. lelkész, Bpest
Pápay János tanító, Debreczen
Papszász Károly orsz. képv., Bpest
Parcsetich Mihály tanító, Bezdán
Pásthy Károly igazgató, Kecskemét
Paszlavszky József tanár, Bpest
Pásztor Bertalan ügyvéd, Eger
Pataky Jenő orvos, Sárvár
Páter Béla tanár, Kolosmonostor
Pattantyús Ábr., M. orvos, Illava
Pávai Vajna Gábor főorvos, Pozsony
Péch Antal bányaig., Selmecz †
« Dezső főerdész M.-Vásárhely
« József min. o. tanácsos, Bpest
Pécs, Állami főreáliskola
« « « Eötvös önk. kör
« Közs. népt. tantest. könyvtára
« M. k. posta és távirdaigazg.
« Róm. kath. főgimnázium
« Nemzeti kaszinó
Pécsi Dani orvos, Túrkeve
Péchy Imre igazgató, Bpest
« László mérnök, Miskolcz
Pekanovits Imre főmérn., N.-Várad
Pekár Lajos főesp., Losoncz-Tamási
« Mihály orvosjelölt, Bpest
Penkert Mihály gyógysz., Székelyhid
Péntek Farkas tanár, Keszthely
Perczel Lajos birtokos, Kis-Kajdács
Perényi Antal igazgató, Veszprém
Pertik Ottó e. tanár, Bpest
Peschke Károly mérnök, Baja
Péter János tanár, Pécs
« Mihály ref. lelkész, Kis-Azar
Péterffy Antal ügyvéd, Arad
Péterfi Zsigmond főmérn., Kolozsvár
Pethő Gyula kir. főgeológus, Bpest
Petrovits Miksa mérnök, Kossuth
Piltz Ádám kereskedő, Mezőberény
Pintér Mihály kasznár, Héraháza
Pinterits Károly tanár, Zombor
Pláner József körorvos, Bpest
Pleszkáts Imre pénztárnok, Sárvár
Plósz Sándor államtitkár, Bpest
Pócsy György közjegyző, Kecskemét
Podhraczky Fer. gyógysz, Szalonta
Báró Podmaniczky Géza, Kis-Kartal
« « Horácz, Bótrágy
Podolin, Kegyesr. gimnázium
Pogány Gyula tanár, Ungvár
« Károly törvsz. eln., M.-Vásárh.
Pókay Dezső ispán, Máslak
Pokorny Lajos gyógysz., Losoncz
« Tódor mérnök, Bpest
Polinszky Emil vezérfelügy., Kassa
Politzer Géza gazdatiszt, N.-Korpád
Pollák Simon kereskedő, Szeged
Pongrácz Géza gyógysz., P.-Ladány
« Jenő gazdász, P.-Szt.-Tornya
Poór Endre gyógysz., Makó
« Imre orvos, Bpest
Popper István mérnök, Bpest
Póra Ferencz tanár, «
Pósch Gyula ügyvéd, «
« József önkéntes, Zadovinek
« Zsigmond tanár, Keszthely
Posztoczky Károly birt., Ráczalmás
Potásy János tanár, N.-Várad

Pozsony, Toldy-kör
« M. k. posta- és távirdaigazg.
« Kir. kath. főgimn. ifj. könyvtár
« Ág. ev. lyceum könyvtára
Prágay Károly ügyvéd, Győr †
Práger Frigyes mérnök, N.-Várad
Pramenics Ferencz hivataln., Sárosd
Princzinger M. tanító, Ó-Szt.-Anna
Priviczky Ede főaranyv. Körmöcz
Privigye, Kath. gimnázium
Privorszky Alajos tanár, Eger
Procopp Jenő orvos, Mexico
Prokes Ignácz tanár, Szabadka
Báró Prónay Gábor, Acsa
Puhala Adolf mérnök, Kolozsvár
Pukács Antal erdőszámvivő, Apatin
Pulszky Fer. ny. múz. igazg. Bpest
« Garibaldi mérnök, «
Rácz István tanár, Bpest
« Jenő gyógysz., Miskolcz
Rátz László tanár, Bpest
Radnóti Dezső tisztviselő, Kolosvár
Báró Radvánszky Béla, Sajó-Kaza
Radvány István birtokos, Miskolcz
Raisz Gedeon közeg. felügy., Bpest
Rajnai Béla orvosjelölt, Bpest
Rajtsányi B. Imre birtokos, Baja
Rajzinger Sánd. gyógysz., Dorog
Rakodczay S. hétszemélynök, Zágráb
Rákos Gyula gyógysz., S.-Tarján
Rákosi Béla orvos, Bpest
Rakovszky Géza orsz. képv., Bpest
Raksányi Kálmán jegyző, Irsa
Rappensberger Vilm. igazg., Óvár
Rátai József főorvos, Zombor
Ráth Arnold tanár, Bpest
Rauchbauer Józs. ig. tanár, Trencs.
Reichenhaller Kálmán tanár, Bpest
Reim Kálmán hivatalnok, Tisza-Roff
Reischl Venczel hivat., Keszthely
Rekvényi Attila gyógysz., B.-Borsod
Resicza, Polgári népiskola
Réthy Mór m. e. tanár, Bpest
Révai Leó könyvárus, Bpest
Révai testvérek könyvk., Bpest (3 p.)
Rezsőfy Gy. joszágfelügy., Csorna
Rhédey Ferencz rajzt., Csáktornya
Rhénes Imre orvos, Ujfehértó
Richter Lajos nevelő, Bpest
Riedt Imre gyógysz., Sárvár
Rimaszombat, Főgimnázium
Ringelhann Gy. tisztt., Gyulamező
Robitsek Sándor főmérnök, Bpest
Rombauer Emil ig. tanár, Brassó
Róna Zsigmond assistens, Bpest
Rónay Alajos mérnök, Kis-Zombor †
« Antal főerdőtanácsos, Ungvár
Rósa Imre földbirtokos, Kunhalom
Rosenwasser Miksa orvos, Tarczal
Rottler József tanár, N.-Szt.-Miklós
Rozmanits Timót tanár, N.-Károly
Rózsahegy, Főgimnázium
Rózsahegyi Alad. e. tanár, Kolozsv.
Rozsnyay Kálmán gyógysz., Arad
Rozsnyó, Ev. főgimnázium
« Községi iskola
Roxer Vilm. kat. felügyelő, Kassa
Rögler Mihály ispán, Békés
Röser János tanár, Bpest
« Miklós birtokos, «
Röszler Béla tanár, Temesvár
Rudy Béla orvos, Bács-Bresztovácz
Ruffy Pál m. főjegy., Aranyos-Marót
Ruisz Gyula gazdatiszt, Mezőhegyes
Rumbach Dezső m. e. h., Bpest
Ruttkay Kálmán mérnök, T.-Roff
Ruzitska Béla tanársegéd, Kolozsvár
Safáry Irma ig. tanítónő, Lőcse
« János urad. ispán, Gyulavári
Sághi József tanitó, Kisbér
Sailer Károly orvos, Likér
Salgó-Tarján, Kaszinó-egylet
« « Aczélgyári tiszti kaszinó
Sallai Izor hivatalnok, Szombathely
Sántay Sándor v. főfelügy., Bpest
Sárdi Ilona tanítónő, Deés
Sárkány Károly birtokos, Csetnek
Sárospatak, Főisk. ifj. könyvtára

Sárospatak, Főisk. nagy könyvtár
Sáska Mihály mérnök, Bpest
Saskeöy Fer. plébános, I.-Litke
Sassy János orvos, Miskolcz
S.-A.-Ujhely, Gimnáziumi könyvtár
Sauska Jenőné úrnő, Bar
Saxlehner Árpád birtokos, Bpest
« Kálmán « «
Say Győző altábornagy, Fehérvár
Schafarzik Ferencz geológus, Bpest
Schenek István ny. tanár, Bpest
Schidek Ágoston tanító, N.-Écska
Schipper Gyula « Szakálháza
Schleiminger László orvos, T.-Füred
Schmidt Károly gyógysz., Huszt
« Sándor m. e. tanár, Bpest
Schneller Guszt. hiv., Kőrösmező
Scholtz Lajos tanár, Bpest
Schopper Gyula gyógysz., Oravicza
Schönbeck Ignácz gazdat., Baráti
Schröder Károly igazgató, Körmöcz
Schuchné Zányi Janka úrnő, Bpest
Schulek Béla gysz., K.-Szt.-Miklós
Schuler Imre közrakt. gondn., Bpest
Schuller Alajosné úrnő, Bpest
Schultz Vendel tanár, Pápa
Schürger Adolf orvos, Alcsút
« József ezredorvos, Ungvár
Schützenberger End. orvos, Földvár
Schwarz Károly könyvárus, Sopron
Schwartz Ottó bányat., Selmecz
Sebess Lajos orvos, Tenke
Séllei Imre « Kun-Madaras
Selmecz, Kath. gimnázium
« M. k. bány. s erd. akadémia
Semsey Andor, birtokos, Bpest
« Béla mérnök «
Sepsi-Szt.-György, Collegium
« « Polgári fiú-iskola
Serly Gusztáv m. főorvos, N.-Károly
Seyler Vilmos gazdatiszt, Tapsony
Sierbán János « M.-Czernya
Sigmond Elek m. e. hallg., Bpest
Simay Mihály erdőőr, Tenke
Simig Rezső tiszttartó, Kalocsa
Simkó Lajos orvos, Szenicz
Simonffy Imre kir. tan., Debreczen
Simonyi Béla főügyész, Ar.-Marót
« Elemér járásbíró, Illava
Singer és Wolfner könyvk., Bpest (2p)
Sinka Ferencz épitész, Esztergom
Sipeky Béla birtokos, Borsicz
Sipos János jegyző, Csernátfalu
Siposs László törv. széki bíró, Győr
Sipőcz István gyógysz., Pécs
Skrbek Károly erdész, F.-Turcsek
Solcz Miksa erdőgond., Rimabrezó
Soltész Károly főorvos, Diósgyőr
Somogyi Aladár tanár, Bpest
« Géza mérnök, Rimaszombat
« Lajos árvaszéki üln., Kaposvár
« Rudolf tanár, Bpest †
Somorja, Polgári iskola
Sopron, Kaszinó-egylet
« Gazdasági egyesület
« M. kir. posta és távirda igazg.
« M. k. 18. honv. gyalog féldand.
« Ev. lyceum könyvtára
« Magyar társaság
« M. k. főreáliskola
« Áll. fels. leányiskola
Sörös Lujza úrnő, Bpest
Sötét Sámuel chemikus, M.-Telegd
Stassik Fer. ügyv., N.-Becskerek
Staub Móricz tanár, Bpest
Stauroczky Lajos gysz., Báttaszék
Stéger Antal erdész, Szászkabánya
Steierlein Gábor igazgató, Kőszeg
Steiner Lajos ügyvéd, Szegszárd
Steinmayer J. jószágigazg., Bpest
Stelczer Imre szolgabíró, Téth
Stépán Gábor földbirt., Málcza
Stiller Bertalan e. tanár, Bpest
Straub Sándor tanár, Bpest
Streitman András tanár, Jászberény
Stromp Gyula tanár. Sopron
Strosz Ernő orvos, Zsombolya
Suppan Vilmos ig. tanár, Bpest

Sümeg, Reáliskola
Süteő István, R.-Szombat
Sváb Károly főrendi tag, Bpest
Szabadka, Főgimn. tanári könyvtára
« « ifj. könyvtára
« Nemzeti kaszinó
« Közkönyvtár
Szabó Aurél ügyvéd, M.-Sziget
« Dénes e. tanár, Kolozsvár
« « birtokos, Z.-Tapolcza
« Ede tanár, Pápa
« Elemér ezredorv., Veszprém
« Fer. k. r. házf., Kecskemét †
« « igazgató tanár, Siklós
« « orvos, N.-Várad
« János p. ü. fővigy., Pancsova
« József e. tanár, Bpest †
« « tanár, Győr
« Kálmán keresk., Debreczen
« « igazgató, «
« Menyhért ügyvéd, Szentes
« Miklós kereskedő, Debreczen
« Sámuel tanár, Kolozsvár
« Sándor kereskedő, Debreczen
Száhlender Károly igazg., N.-Várad
Szakolcza, Gimnázium
Szakváry Lipót titkár, Főherczeglak
Szalay Antal birtokos, Arad
« János gazd. e. titkár, Szolnok
« József birtokos, P.-Jánosháza
« Lipót gyógysz., Diósgyőr
Szallos János gyógysz., Dombóvár
Szamosújvár, M. k. áll. gimnázium
Szántó Albert gazdat., Szász-Galacz
Szántbó Endre tanár, M.-Vásárhely
Szaplonczay Ist., gazdat. Öreglak
Szarkásy János erdőgondn., S.-Szob
Szartorisz Ferencz tanár, Selmecz
Szarvassi Margit tanítónő, Bpest
Szász Károly ref. püspök, Bpest
Szászsebes, Erdőhivatal
Szászváros, Ev. ref. Kun-tanoda
Szatmár, Kir. főgimnázium
Szatmáry János v. felügyelő, Arad
Szatmáry Mihály mérnök, Arad
Szathmáry Sámuel tanár, Szatmár
Szauter Miklós mérnök, Apatin
Szavkay Ede tanár, Bpest
Gr. Széchényi Béla, Bpest
Szeged, Állami főreáliskola
« Közs. fels. leányiskola
« Csongrádi tanító-egylet
« Főgimnázium
« Somogyi könyvtár
« 5. honv. gyalog ezred tiszti kar
Szegedi Kálmán ügyvéd, Békés
Szegheő Géza mérnök, Szeged
Szegváry Ernő « Bpest
Szegzárd, Polgári iskola
Székely Adolf főerdész, Alsó-Kubin
« Károly tanár, Baja
Székelykeresztur, Tanítóképezde
« « Unitárius gimnázium
Sz.-Udvarhely, Ref. collégium
« « Kir. áll. főreáliskola
Székelyhidy Vikt. p. ü. bizt., Enyed
Székes-Fehérvár, Kath. főgimnáz.
« « Vörösmarty kör
« « Főreáliskola
Székely István tanár, Zombor
Szekula Katinka úrhölgy, Mohács
Szelényi Gizella tanítónő, Aszód
« Jenő vegyész, Salgó-Tarján
« Károly tanársegéd, Bpest
Szélessy László s. lelkész. Dubnicz
Széll Hugó tkp. pénztárnok, Sz.-Igló
Szemző László birtokos, Bpest
Szenczy Győző ig. tanár, Baja
Szendy Antal ügyvéd, Szolnok †
Szenes Adolf tanár, Resiczabánya
Szenicz, Polgári iskola
Szeniczey Ödön orsz. képv., Bpest
Szentes, Városi gimnázium
Szentirmay Alajos fömérnök, Déva
Szentkirályi Kálm. birt., Szt.-Márton
Szentpéteri Sám. lelkész, Pelsőcz
Szigethy Ignácz orvos, Szill
« István tanár, Sz.-Udvarhely

Sziklay Alfonz tisztv., Aranyidka
Szikszay Vikt. hivataln., Bikfalva
Szilágyi Ferencz tsz. bíró, Micske
« Zsigmond főmérn., Beregszász
Sz.-Somlyó, Kath. püsp. gimnázium
Szilárd István mérnök, Arad
« János tiszttartó, Hont-Szob
Szilassy Etelka úrhölgy, Maglód
« György birtokos, Bábolna
Szilasi Jakab chemikus, Bpest
Szily Dezső birtokos, Ollár
« Kálmán akad. főtitkár, Bpest
Szirmay Balam. birt., A.-Körtvélyes
Szita István ispán, Pécs
Szivák Imre orsz. képv, Bpest,
Szkalla Ferencz g.-tiszt, Alcsut
Szkókán Sándor tanár, Temesvár
Szkurka Andor állatorvos, B.-Újfalu
Szlávy József koronaőr, Bpest
Szmetka L. Ödön tanár, N.-Várad
Szmik Antal mérnök, Pancsova
Szohor Pál tanácsos, Nyiregyháza
Szolnok, Községi tanító-testület
Szombathely, Főgimn. tan. könyvt.
« Vasmegyei kaszinó
« Polgári leányiskola
Szombathelyi Győző birt., Koltha
Szontágh Ábrahám orvos, Bpest
« Miklós orvos, Uj-Tátrafüred
« Pál birtokos, Bpest
« Tamás geológus, Bpest
Szőcs Mikl. erdőfelügy., Temesvár
Szőllősi Samu üzletv., Szombatfalva
Szőnyeghy János orvos, Bécs
Sztankay Aba bölcs. tudor, Bát
Szterényi Hugó tanár, Bpest
Szurmó Ambrus tanár, N.-Kőrös
Szutrély Lipót ügyvéd, Baja
Szűts Béla mérnök, Bpest
Szy Zsigm. könyvelő, Böszörmény
Tabak Pál körjegyző, Csoknya
Tabódy Jenő m. főjegyző, Ungvár
Takács Benedek orvos, Szombathely
« Endre e. m. tanár, Bpest †
Takács József tanár, Veszprém
Tallós Jenő mérnök, P.-Ladány
Tamássy Géza gyógysz., B.-Ujfalu †
Tarcsay József körjegyző, S.-Kéthely
Tarczy Dezső ügyvéd, Pápa
Tarnay « erd. gyakn., N.-Szöllős
Tata, Gimnázium könyvtára
Tatár Zoltán mérnök, N.-Várad
Tauffer Jenő főorvos, Temesvár
« Károly gyógysz., Bpest
« Vilmos e. tanár, «
Téchy József orvos, K.-Szt.-Miklós
Técsy Kálmán szolgab., M.-Lápos
Tedeschi Borbála e. hallg., Zürich
Téglás Gábor igazgató, Déva
Telbisz György tanár, Zsombolya
Gróf Teleky Awéd, Drassó
Temesvár, Délm. orsz. term.-tud. társ.
« Áll. főreálisk. ifj. könyvtára
« M. k. posta és távirda igazg.
« Áll. főreálisk. tanári könyvtár
« Áll. felsőbb leányiskola
« Nyilv. I. fokú ipariskola
« M. k. állami tanítóképezde
Temesváry Rezső orvos, Bpest
Ternyei Ferencz tanár, «
Terray Lajos orvos, Breznóbánya
Tersztyánszky And. birt., Ipolykeszi
Téry Ödön közeg. felügyelő, Bpest
Teschler György tanár, Körmöcz
Thaly Zsigmond v. felügyelő, Bpest
Than Károly főrendi tag, «
Thanhoffer Lajos e. tanár, «
Thirring Gusztáv tisztviselő. Bpest
Thoroczkay Sánd. birt., T.-György
Thuránszky Irén igazgató, Bpest
Thuróczy Károly orvos, Nyitra
Tihor Mór hivatalnok, Rakamaz
Timár Ján. gazd. felügy., Nármánfa
Timon Béla mérnök, Eger
Tipka Antal tanár, Szabadka
Tisza László orsz. képv., Bpest
Titel, Áll. polgári iskola
Tóbiás Endréné tanítónő, Kassa

Tóbiás Miklós főerdész, Belényes
Tókos Sándor ref. esperes, Vajasd
Toldi Lajos könyvárus, Buda
Tollée Gyula gdtiszt, K.-Komárom
Tolnay Lajos orsz. képv., Bpest
Tomaschek Antal mérnök, «
Tomasovits Gyula százados, «
Tombor Győző gyógysz., Zsolna
Tomm Béla orvos, Bihar-Udvari
Tónay Tivadar gdtiszt, Sárbogárd
Topscher Samu bányatan., Körmöcz
Torda, Kaszinó
« Unitárius gimnázium
« Állami polgári iskola
Tornallja, Gömöri egyh.-m. könyvt.
Tóth Gyula lelkész, Tarna-Méra
« Imre főorvos, Selmecz
« Jenő tanár, Kolozsvár
« József Sándor felügyelő, Bpest
« Kálmán birt., Pa-Orgovány
« « gazd. intéző, Nyiregyháza
« Károly hittanár, Csurgó
« « mérnök, Szegszárd
K. Tóth Mihály mérnök Uj-Pest
Tóth Zsigm. gysz., K.-Sz.-Miklós
Tóthfalussy Ödön gyógysz., Majsa
Török Aurél e. tanár, Bpest
« Gyula gyógysz., Bpest
« József kir. tanács., Debreczen †
« « gyógysz., Bpest
« Sándor « «
Török-Szt-Miklós, Kaszinó
Töttösy Sándor tiszttartó, Kompolt
Trencsén, Kaszinó
Tritz Lőrincz tanító, Merczifalva
Trsztyánszky Lász. erdész, Pécsvár.
Tuka Antal tanító, Selmecz
Turnovszky Jenő orvos, Bpest
Turócz-Szt-Márton, Olvasó-Egylet
Udvary Géza lelkész, Bács-Topolya
Ugróczy Kálmán ügyvéd, Kalocsa
Ujj János mérnök, Kis-Jenő
Ujfalussy Zolt. főhadn., Nyiregyháza
Ujházy Kálmán gyógysz., Miskolcz
Ujlaky Fer. birtokos, Szepes-Igló
Ujlaky István erdész, Sárospatak
Ujvidék, Polgári iskola
Unger Géza körorvos, Köttse
Ungvár, Társas-kör
« Kath. főgimnázium
Urai Sándor lelkész, Ujpalota
Uram László ispán, Csorvás
Ursziny Károly gyógysz., N.-Kálló
« László gyógysz., Mezőberény
Urszinyi Zsigm. gysz., Tornallja
Ürmössy Kálmán tanár, Körmöcz
Vácz, Kaszinó-kör
« Kegyes tanítórendi főgimn.
Vadas Jenő tanár, Selmecz
Vadász Emil gazdálkodó, Debreczen
« József tanár, Kassa
Vadona János birtokos, Fiume
Vagner József kanonok, Nyitra
Vajda Ferencz orvos, S.-Tarján
« Ignácz « Bpest
Vajna István birtokos, N.-Enyed
Valovics Fer. gazdat. Csobánka
« Gyula m. főorv., N.-Kikinda
Vály István számtiszt, Czibakháza
Vámos Dezső tanár, Bpest
Vámossy Mihály tanár, Bpest
Vangel Jenő e. m. tanár, Bpest
Vanke Imre gazdat., Esztergom
Várady Lajos birtokos, Kis-Kőrös
« László orvos, Bpest
« Zoltán chemikus, Bpest
Varannó, Közs. isk. tantestület
Varga Bertalan keresk., Kassa
Varga Pál plébános, Rába-Patona
« « orvos, Tolna
« Zsigm. főorvos, Sz.-Fehérvár
Vargha Antal gyógysz., Battonya
Vargha Lajos tanár, Szombathely
Várnay Imre ügyvéd, Zsombolya
Vásárhelyi Béla birtokos, Arad
« Imre birtokos, Szomor
« László « Lökösháza
Vass Sándor orvos, Arad

Vass Gusztáv v. felügyelő, Arad
Vaszkó György tanár, Bpest
Vaymár Miklós orvos, Pozsony †
Vécsei Géza gyógysz., N.-Jécsa
Vecsey Zoltán birtokos, Debreczen
Végh Endre « Rábakövesd
Végess Sándorné úrnő, Tisza-Süly
Velits Ödön polgármester, Torda
Vén Mihály, lelkész, Bikfalva
Veninger Ferencz főmérnök, Bpest
Verebély László e. m. tanár, «
Vermes Lajos tanár, Szabadka
Versényi Károly gdtiszt, Besenyő
Versetz, Áll. főreáliskola
Véssey Mihály földbirt., Vése
Veszperényi Józs. orvos, N.-Mihály
Veszprém, Róm. kath. főgimnázium
« Kath. főgimn. ifj. könyvtára
Vetro Lajos ügyv. jel., H.-M.-Vásárh.
Vida Károly igazgató, Csurgó
Vincze Árpád gyógysz., S.-Szob
Vizkelety Sánd. hivataln., Komárom
Vladár Emil birtokos, Kladzány
Vnutskó Ferencz mérnök, N.-Bánya
Voitek Manóbérlő, M.-Sámsond
Vojnits Döme tanár, Esztergom
Vojtek Lajos mérnök, Eszék
Vojtovits Bert. építész, Nyiregyh.
Vörös Sándor igazg., K.-Monostor
Vörösmarty Kálm. számv., Ujszász
Vörösváry Béla tanár, Kispest
Wachsmann Fer. v. felügy., Bpest
Wagenhuber Korn. tanító, Csákovár
Wagner I. Ágoston tanító, Arad
« Dániel orvos, Tápió-Szele
Waldherr József tanár, Versecz
Wartha Vincze m. e. tanár, Bpest
Wéber Jakab hivatalnok, «
Wein Károly gyárigazg., Késmárk
Weisz Gáspár birtokos, Tiszafüred
« Miksa birtokos, Munkács †
Weresmarthy M. m. jegyző, Gödöllő
Widder Mór gazdatiszt, A.-Széplak
Gróf Wilczek Ede, Erdőkürt
Báró Wildburg Aladár, B.-Illye
Williger Márton gyógysz., Zomba
Winkler Albert főorvos, N.-Enyed
« Gyula nevelő, Nágocs
Winter József tanár, Losoncz
Wintner Géza mérnök, Komárom
Wirtzfeld Béla orvos, Kunhegyes
Wodetzky József tanár, Szabadka
Wolff Gyula gyógysz., Torda
Wolf Jakab ügyvéd, N.-Kikinda
Würtzler Vilmos főellenőr, Bpest
Záboji Gusztáv tanító, Kis-Kőrös
Zachár István alerdőfelügy., Bpest
Zágráb, M. k. posta és távirda igazg.
Zala-Egerszeg, Polgári iskola
Zalányi Farkas birt., Veresegyháza
Zalár István orvos, Borsód
Závody Albin törvsz. bíró, Szegszárd
Zeidner H. könyvárus, Brassó
Zelovich Kornél mérnök, Bpest
Zemányi János birtokos, T.-Teplicz
Zenta, Gazdakör
« Községi gimnázium
Zeyk Gábor birtokos, Diód
« Károly « Ajton
Ziffer Hugó tisztviselő, Bpest
Zombor, Főgimnázium
« Városi könyvtár,
Zorkóczy Samu tanár, Pozsony
Zöldy János orvos, Gyula
Zvér Endre tanár, Szeged
Zseltvay Simon lelkész, Nyágova
Zsigárdi Flóra tanítónő, Galantha
Zsigárdy Gyula ügyvéd, Galantha
Zsigmondy Béla mérnök, Bpest
« Géza « «
Zsilinszky Mihály államtitk. Bpest
Zsindely István tanár, Sárospatak
Zsombolya, Kaszinó-egylet
Zsótér Andor birtokos, Óbecse

1895 deczember 15-ig összesen **1760** példány.

34. **Herman,** A halgazdaság rövid foglalatja, 43 képpel. 1.50—1.20 frt.
35. — Az északi madárhegyek tájáról, 75 képpel és 3 színes táblával. 5—4.50 frt.
36. — Magyarország pókfaunája, 3 kötetben, 10 táblával (csak a II. és III. kötet kapható 6 frtért.)
37. — Petényi J. S. a magyar tud. madártan megalapítója, arczképpel és színes műlappal. 4—3 frt.
38. **Houzeau,** A csillagászat történelmi jellemvonásai, 5 rajzzal. 3—2.50 frt.
39. **Ilosvay,** A chemia alapelvei, 70 rajzzal. 3—2.50 frt.
40. — A torjai büdösbarlang 80—50 kr.
41. **Inkey,** Nagyág földtani és bányászati viszonyai. 23 rajzzal. 2.50—2 frt.
42. **Jablonowski,** A szőlő betegségei és ellenségei. 3 színes táblával és 76 rajzzal. 2.50—2 frt., kötve 50 krral drágább.
43. **Johnson,** Miből lesz a termés. 2.25—2 frt.
44. **Kirándulók** zsebkönyve, 70 rajzzal. 1.80—1.50 frt,
45. **Kosutány,** Magyarország dohányai. II., III. rész kapható 1—0.50 frt.
46. — Ungarns Tabaksorten. 60 kr.
47. **Krenner,** A dobsinai jégbarlang, 6 színes táblával. 1.50 frt.
48. **Krümmel,** Az óczeán, 66 rajzzal. 2—1.50 frt.
49. **László,** Magyarországi agyagok chemiai elemzése. 70—50 kr.
50. **Lengyel,** Tárgymutató a Természettud. Közlönyhöz. 1—0.50 frt.
51. **Lóczy,** Khina és népe, 200 rajzzal és térképpel. 10—8 frt.
52. **Lubbock,** A virág, a termés és a levél, 122 rajzzal. 1.20—1 frt.
53. **Petrovits,** Homoki szőlők telepítése és mívelése. Ára 1.70—1.20 frt.
54. **Pungur,** A magyarországi tücsökfélék, 6 tábla rajzzal. 2.50—2 frt.
55. **Reclus,** A Föld és életjelenségei, csak a 2. kötet kapható 5 frtért.
56. — A hegyek története, 18 képpel. 1.50—1.20 frt.
57. — A patak élete, 16 képpel. 1.50—1.20 frt.
58. **Rudolf** trónörökös, Tizenöt nap a Dunán. 1.80—1.50 frt.
59. **Schenzl,** Útmutató meteoritek megfigyelésére, 2 rajzzal. 10 kr.
60. — Magyarország földmágnességi viszonyai. 9—7 frt.
61. — Útmutatás földmágnességi helymeghatározásokra, 113 rajz. 2—1.50 frt.
62. **Schmidt,** A drágakövek, 2 kötet. 53 rajzzal. 4—3.50 frt.
63. **Simonkai,** Erdély edényes flórája. 5—4 frt.
64. **Simonyi,** A sarkvidéki fölfedezések története, 51 rajzzal. 2.20—2 frt.
65. **Smith,** A tápszerekről, 18 fametszettel. 2.70—2.50 frt.
66. **Stahlberger,** Az árapály a fiumei öbölben, 8 táblával. 2—1.50 frt.
67. **Szabó,** Előadások a geológia köréből, 201 képpel és műlapokkal. 3.50—3 frt.
68. **Szilasi,** Czukrok. Czukros anyagok megvizsgálása. 1.50—1 frt.
69. **Szinnyei,** Magyarország természettud. és mathematikai könyvészete, 1472-től 1885-ig. (Száz aranynyal jutalmazott pályamű.) 4—3 frt.
70. **Természettudományi előadások** V—X. kötete, 1 frt 50 krjával.
71. **Természettudományi Közlöny** I—XXVII. kötete 96 frt.
72. **Topinard,** Anthropológia, 52 ábrával. 4.40—4 frt.
73. **Ulbricht,** Adatok a must- és borelemzés módszereihez. 1—0.50 frt.
74. **Vángel,** Állatok konzerválása gyüjtemények számára. 1—0.70 frt.
75. **Wartha,** Az agyagárúkról, 103 rajzzal és 25 műlappal. 3—2.50 frt.

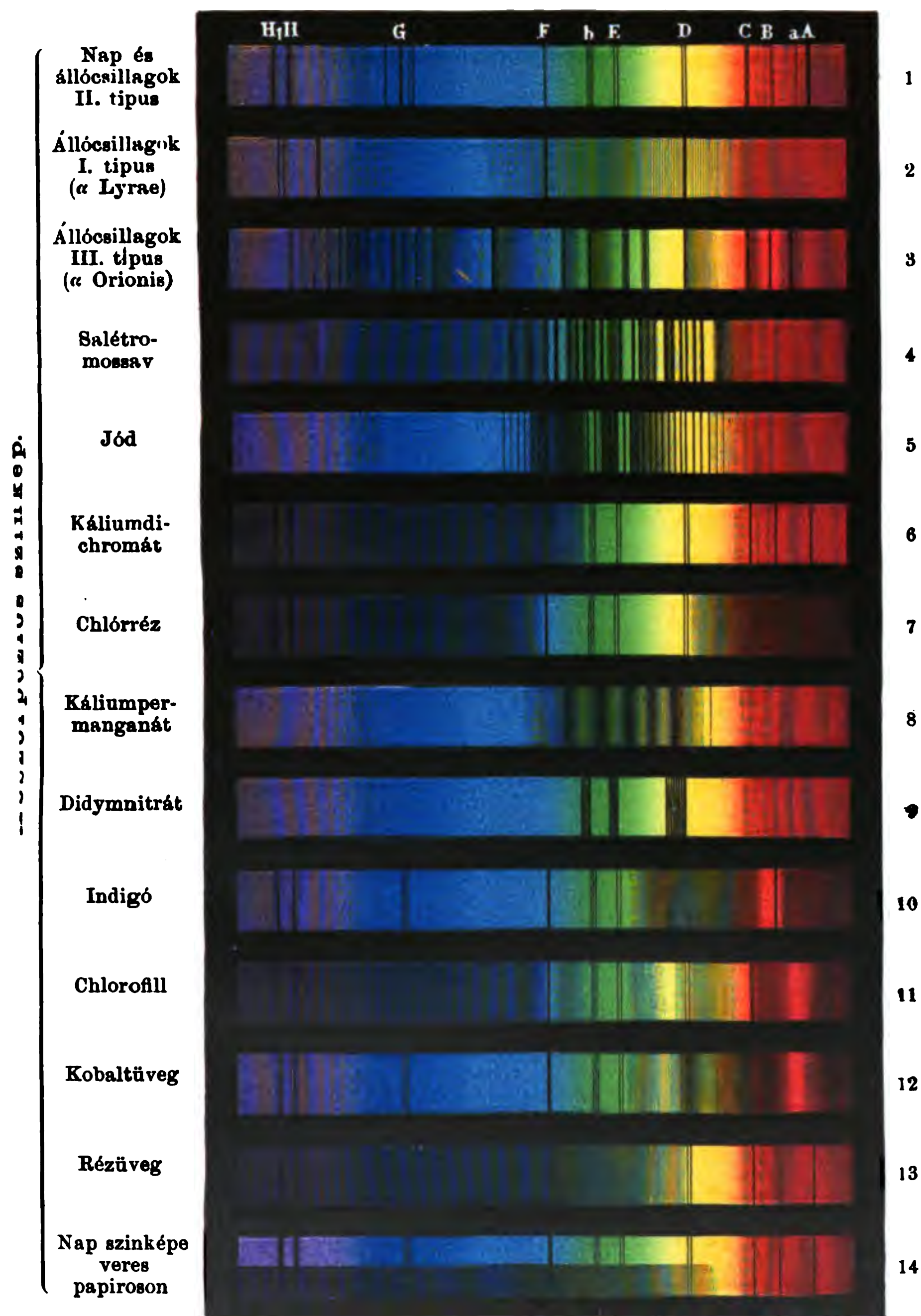
I. Tábla.

H_1H G F b E D C B a A

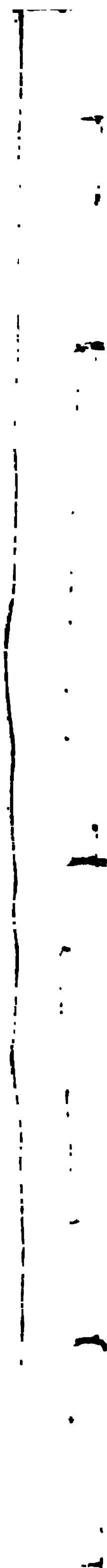
Nap szinképe		1
Nátrium		2
Lithium		3
Kálium		4
Caesium		5
Rubidium		6
Thallium		7
Indium		8
Strontium		9
Calcium		10
Barium		11
Hidrogén		12
Oxigén		13
Nitrogén		14

Vieweg Frigyes és fia, Braunschweig.

II. Tábla.



Vieweg Frigyes és fia, Braunschweig.



III Tábla.

